

HERMANN HALLER

DK 538.561:621.372.5:621.373

## **Zur Beurteilung der Güte von Oszillatorschaltungen**

*Mitteilung aus dem Institut für Theorie der Elektrotechnik der TH Stuttgart*

Selbsterregte kontinuierliche Schwingungen elektrischer Natur kennt man durch Duddell [1] seit der Jahrhundertwende. Röhrengeneratoren mit Schwingkreisen mit Rückkopplung sind 1912 von Strauß und 1913 von Meißner [2] erfunden worden. Hull [3] gab 1918 das Dynatron an, und Heegner [4] erwähnte 1927 als erster den RC-Generator. Jeder dieser Erfindungen folgte eine große Zahl von Schaltungen, die dann meist nach den Autoren benannt wurden. Zunächst schienen die Oszillatoren in zwei große Gruppen zu zerfallen, die durch die Art der Schwingungserzeugung gebildet werden, und zwar in Oszillatoren mit Anregung durch „negative Widerstände“ („fallende Kennlinien“) und Oszillatoren mit Anregung durch Röhrenverstärker. Zur ersten Gruppe gehören u. a. die Lichtbogengeneratoren und das Dynatron, zur zweiten die meisten anderen Röhrenoszillatoren. Steimel [5] hat gezeigt, daß sich die beiden Gruppen wenigstens formal aufeinander zurückführen lassen, so daß man, wenn man will, alle Oszillatoren durch Schaltungen mit negativen Widerständen oder durch Schaltungen mit Röhrenverstärkern beschreiben und erklären kann. Der tiefere Unterschied der beiden Erklärungen, die oft gleich einfach sind, besteht darin, daß man im ersten Falle einen speziellen Zweipol (den negativen Widerstand) und im zweiten Falle einen speziellen Vierpol (den Röhrenverstärker) zu Hilfe nimmt.

Im folgenden soll zur Beschreibung nur die Verstärkerschaltung benutzt werden, weil sie physikalisch der Schaltung der meisten Oszillatoren entspricht und weil man sich einen Verstärker leichter vorstellen kann als einen negativen Widerstand. Deshalb kann von einer Diskussion der sonst unvermeidlichen Begriffe „negativer Widerstand“ und „negativer Leitwert“ abgesehen werden.

### **Die Selbsterregung, Ersatzschaltbild**

Alle Oszillatorschaltungen können mit Hilfe eines Verstärkers beschrieben werden, der sich über einen Rückkoppelvierpol selbst erregt. Für die meisten dieser Oszillatorschaltungen gilt die bekannte Selbsterregungsgleichung von

Barkhausen [6], wenigstens für fast alle der Schaltungen, die Schwingungen als gewünschten Effekt liefern und die nicht ungewollt als „pfeifende“ Verstärker entstanden sind. Darauf, daß in manchen komplizierten Fällen der Selbsterrgung die Barkhausensche Formel nicht mehr richtig ist [7, 8, 9], braucht in diesem Zusammenhang keine Rücksicht genommen zu werden.

Die Barkhausensche Gleichung sagt nur etwas über den stationären Zustand des Oszillators aus. Wäre sie ständig erfüllt, dann wäre der Schwingungszustand unbestimmt, bzw. nur durch die Anfangsbedingungen festgelegt. Damit sich eine definierte Schwingungsamplitude ergibt, muß die Ausgangsspannung des Verstärkers von seiner Eingangsspannung nichtlinear abhängen. Es sei immer ein Spannungsverstärker angenommen; für einen Verstärker, der als Ausgangsgröße einen Strom liefert, oder für einen Verstärker, der als Eingangsgröße einen Strom fordert, verlaufen die Betrachtungen ganz analog. Diese Voraussetzung bedeutet also praktisch keine Einschränkung.

Wenn der Verstärker nichtlinear ist, kann man streng genommen nicht mehr komplex rechnen. Man umgeht diese Schwierigkeit bekanntlich dadurch, daß man nur die Grundschwingungen aller Spannungen betrachtet und den Zusammenhang zwischen den Grundschwingungen von Ausgangs- und Eingangsspannung des Verstärkers, die Schwinglinie nach Möller [10], konstruiert oder mißt. In allen praktischen Fällen kann man sich den Oszillator so aufgeteilt vorstellen, daß der Verstärker nichtlinear, aber frequenzunabhängig, der Rückkoppelvierpol dagegen linear, aber frequenzabhängig ist.

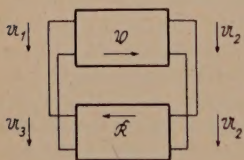


Abb. 1. Oszillator (Blockschaltung)

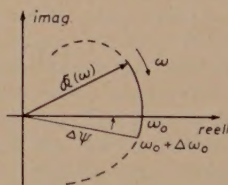


Abb. 2a. Ortskurve eines Rückkoppelvierpols

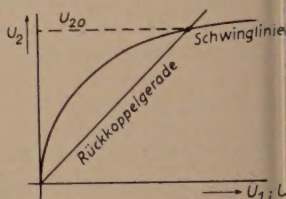


Abb. 2b. Ermittlung der Amplitude

Abb. 1 zeigt die beschriebene Schaltung. Die Verstärkung sei  $u_2/u_1 = \mathfrak{B} = \text{Verst.}$  die Spannungsübersetzung des Vierpols sei  $u_3/u_2 = \mathfrak{K} = K e^{i\psi}$ . Damit lautet die Barkhausensche Gleichung für den stationären Fall

$$\mathfrak{K} \mathfrak{B} = 1 \text{ oder } K V = 1; \psi + \varphi = 0 \quad (1), (1a), (1b)$$

und für Selbsterregung

$$K V > 1; \psi + \varphi = 0 \quad (2a), (2b)$$

Für  $\psi = 0$  (oder  $\pi$ ) findet man nach Abb. 2a erst wegen der Phasenbilanz (2a) aus der Ortskurve  $\mathfrak{K}(\omega)$  die Resonanz- (kreis-) frequenz  $\omega_0$  und dann nach Abb. 2b wegen der Amplitudenbilanz (1a) die Ausgangsamplitude  $U_{20}$  des Verstärkers als Schnitt der Schwinglinie  $U_2 = f(U_1)$  mit der Rückkopplungsgeraden  $U_3 = U_2/K(\omega_0)$ . Sofern nicht anders erwähnt, soll unter Amplitude stets die der Grundschwingung verstanden werden.

## 2. Die Amplitudenstabilisierung

Infolge der Nichtlinearitäten des Verstärkers, die für die Amplitudenstabilisierung notwendig sind, ist die Ausgangsspannung  $u_2(t)$  des Verstärkers nicht mehr sinusförmig. Die Barkhausensche Gleichung gilt also nur näherungs-



weise, und die Frequenz  $\omega_0'$  der Grundschiwingung von  $u_2$  weicht von dem Wert  $\omega_0$  ab, für den die Phasenbilanz (1b) erfüllt ist. Zwischen dem Klirrfaktor und der Frequenzverwerfung gegenüber dem bei linearer Rechnung zu erwartenden Wert  $\omega_0$  bestehen Zusammenhänge, auf die zuerst Groszkowski [11] hingewiesen hat. Eine sehr einfache Formel für diesen Zusammenhang

$$\Delta \omega / \omega_0 = -1/2 \sum_{k=2}^{\infty} (k^2 - 1) m_k^2 \quad (3)$$

( $m_k$  = Spannungsklirrfaktor der  $k$ -ten Oberschwingung) ist aber unter sehr speziellen Voraussetzungen abgeleitet, die loc.cit. ausdrücklich erwähnt sind, und wird völlig zu Unrecht von verschiedenen Autoren allgemein angewendet. Für jeden speziellen Fall läßt sich indessen der Zusammenhang nach anderen Ergebnissen von [11] relativ leicht explizit darstellen, allerdings in wesentlich anderer Form als (3).

Durch die Abhängigkeit der Frequenz vom Klirrfaktor und durch dessen Abhängigkeit von der Amplitude (eine Eigenschaft fast jedes praktisch vorkommenden nichtlinearen Systems) infolge der notwendigen Amplitudenstabilisierung entsteht eine unerwünschte Verkopplung von Amplitude und Frequenz. Zur Verringerung des Einflusses der Amplitude auf die Frequenz wurden von Groszkowski [12] und Meachem [13] Verfahren zur quasilinearen Amplitudenstabilisierung entwickelt. Diese beruhen darauf, daß nicht mehr der Verstärker nichtlinear ist, sondern daß der Verstärkungsgrad eines linearen Verstärkers durch träge Steuerung, z. B. von der Ausgangsspannung her, einen von ihrer mittleren Amplitude abhängigen Wert erhält. Dadurch wird der Verstärker bezüglich der Momentanwerte von Ausgangs- und Eingangsspannung praktisch linear, dagegen hängen die mittleren Amplituden (gemittelt über Zeiten, die groß sind gegen die Periodendauer  $T_0 = 2\pi/\omega_0$  der erzeugten Schwingung) nicht mehr linear zusammen. Der Amplitudenregler (die Stabilisierung ist ein Regelvorgang) kann nur Störungen ausregeln, die langsamer sind als seine Regelzeit. Diese muß wegen der geforderten Linearisierung groß sein gegen  $T_0$ . Da die Störungen meist „Perioden“ von einigen Sekunden haben, läßt sich bei Ton- und Hochfrequenzoszillatoren die Regelzeit der Amplitudenstabilisierung groß gegen die Periode der Oszillatorfrequenz und trotzdem noch klein gegen die Periode der Störung machen. Dann arbeitet der Verstärker praktisch linear, und die Regelung wirkt einwandfrei. Wenn die Oszillatorfrequenz so niedrig ist, daß sie in die Größenordnung möglicher „hoher“ Störfrequenzen kommt, so bietet die quasilineare Stabilisierung keine Vorteile mehr. Das ist aber erst bei extrem niederen Frequenzen der Fall.

Bei einer quasilinearen Amplitudenregelung hat man statt des nichtlinearen Verstärkers einen „dynamikgeregelten“, der bei der Oszillatorfrequenz linear arbeitet. Die Schwinglinie eines solchen Oszillators ist einfach die quasistationäre Kennlinie des Verstärkers, seine Verstärkung ist gleich der Steigung der Nullpunktsgersten durch den Arbeitspunkt. Auf den engen Zusammenhang zwischen linearer Stabilisierung und Dynamikregelung soll insbesondere deshalb hingewiesen werden, weil über das letzte Problem, wenn auch für ein anderes Anwendungsgebiet, eingehende Untersuchungen vorliegen [14]. Die heute benutzten Verfahren beruhen entweder auf elektronischer „Pegelregelung“ (Röhren mit steuerbarer Verstärkung oder mit steuerbarem Wirkwiderstand) oder auf der Verwendung von wärmeträgen Widerständen (Thermistoren) in der Form von Heiß- oder Kaltleitern.

Eine restliche Nichtlinearität hat einen störenden Einfluß, der sich nach oben abschätzen läßt [11]. Da sie aus funktionellen Gründen nicht mehr erforderlich ist, kann man sie beliebig weit herabsetzen. Die Grenze, bis zu der eine Herabsetzung des Klirrfaktors hinsichtlich der Frequenzverwerfung sinnvoll ist, kann man ebenfalls mit Hilfe der Groszkowski'schen Ergebnisse abschätzen.

### 3. Frequenzkonstanz und „Güte“ des Rückkoppelvierpols

Es soll zunächst untersucht werden, welche Forderungen ein Rückkoppelvierpol erfüllen muß, damit er möglichst hohe Frequenzkonstanz des Oszillators erlaubt. Wie leicht ersichtlich, kommt es darauf an, die relative Frequenzabweichung möglichst klein zu halten. Zuerst müssen die Störeinflüsse betrachtet werden, es sind im allgemeinen neben Schwankungen der Temperatur, der Feuchtigkeit und des Luftdrucks Änderungen von Röhrendaten infolge Betriebsspannungsschwankungen, Alterung und Röhrenwechsel sowie Belastungsschwankungen. Für die fast allein üblichen fremderregten Generatoren kann man Belastungsschwankungen des steuernden Oszillators vermeiden, und von den erstgenannten drei Einflüssen ist praktisch meist nur die Temperatur von Belang; ihr Einfluß auf Widerstands-, Induktivitäts- und Kapazitätswerte ist bekannt, ebenso kann man Maßnahmen zur Temperaturkompensation. Diese Einflüsse auf den Vierpol sollen hier nicht betrachtet werden (obwohl aber die Einflüsse auf den Verstärker und wir wollen uns im folgenden auf die Forderung an den Vierpol beschränken, er solle Änderungen im Verstärker in ihrer Auswirkung auf die Frequenz möglichst beschneiden).

Wenn bei einem Rückkopplungsvierpol die Ortskurve  $\Re(\omega)$  die reelle Achse senkrecht schneidet, ist in der Nähe von  $\omega_0$  die Spannungsübersetzung  $K(\omega) \approx K(\omega_0) = K_0$  (die Abweichungen sind klein, von zweiter Ordnung). Daher wird dann die Amplitudenbilanz (1a) von einer kleinen Frequenzänderung nicht gestört, und folglich sind Amplitude und Frequenz unabhängig voneinander, wenn noch die Amplitudenstabilisierung linear erfolgt.

Wodurch kann die „Güte“ des Vierpols bezüglich der Frequenzkonstanz des Oszillators gekennzeichnet werden? Wenn sich die Phasenverschiebung des Verstärkers um einen Wert  $\Delta\psi$  ändert, so wird die Phasenbilanz statt bei der Frequenz  $\omega_0$  bei  $\omega_1$  erfüllt. Für diese Frequenz ist  $\varphi = -\Delta\psi$  (bzw.  $\pi - \Delta\psi$ ) und es gilt also

$$\begin{aligned}\omega_1 &= \omega_0 - \left( \frac{d\omega}{d\varphi} \right)_{\omega=\omega_0} \Delta\psi \\ \frac{\Delta\omega}{\omega_0} &= - \frac{1}{\omega_0} \left( \frac{d\omega}{d\varphi} \right)_{\omega=\omega_0} \Delta\psi\end{aligned}\quad (4)$$

Man kann nun z. B., wie es verschiedene Autoren [15, 16, 17] tun, den Ausdruck

$$- \omega_0 \frac{d\varphi}{d\omega} = \frac{-d\omega}{d(\omega/\omega_0)}, \quad (5)$$

die „Phasensteilheit“, als Gütemaß verwenden<sup>1)</sup>. (Steilheit: Differentialquotient)

<sup>1)</sup> Bei allen Oszillatorschaltungen ist im Resonanzpunkt  $\frac{d\varphi}{d(\omega/\omega_0)} < 0$ , das Minuszeichen in (5) ist sinnvoll, damit man eine positive Größe erhält.



bezüglich der unabhängig Veränderlichen, d. i. hier  $\omega$ ). Große Werte der Phasensteilheit zeigen kleine Frequenzverwerfung, also hohe Frequenzkonstanz an, wenn die Phasenstörung  $\Delta \varphi$  gleichbleibt.

Nun ist es nicht gleichgültig, ob ein Vierpol bei gegebener Phasensteilheit eine große oder eine kleine Resonanzübersetzung  $K(\omega_0) = K_0$  hat, denn man braucht in beiden Fällen unterschiedliche Verstärkungen. In Wirklichkeit interessiert gar nicht die Reaktion der Schaltung auf dieselbe Phasenstörung, sondern vielmehr die Reaktion auf eine gleichbleibende Störung auf den Verstärker von außen her. Diesen Tatbestand muß man der Beurteilung der Güte zugrundelegen,

wenn man einen gerechten Vergleich haben will. Schreibt man mit  $\frac{\omega}{\omega_0} = \Omega$  (normierte Frequenz)

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} = - \frac{d\Omega}{d\varphi} \cdot \frac{d\varphi}{ds} \cdot \Delta s, \quad (6)$$

wobei  $s$  eine äußere Störgröße sein soll, so zeigt sich, daß die Empfindlichkeit  $\frac{d\varphi}{ds}$  des Phasenwinkels des Verstärkers gegenüber äußeren Störungen multiplikativ in die Frequenzverwerfung eingeht. Diese Empfindlichkeit hängt aber von der geforderten Verstärkung  $V_0$  und damit wegen (1b)  $V_0 = 1/K_0$  auch von  $K_0$ , d. h. vom Vierpol ab. Die Störgröße möge z. B. die Eingangskapazität einer Röhre um den Wert  $\Delta C_e$  ändern, und der Außenwiderstand der vorhergehenden Röhre sei  $R_a$ . Die zusätzliche Phasenverschiebung ist dann bei kleinen Winkeln  $\Delta \varphi \approx -\omega R_a \Delta C_e$ , sie wird bei kleinem  $R_a$ , also kleiner erforderlicher Verstärkung, klein. Ähnlich verhält es sich mit Phasenänderungen infolge Änderung eines Röhreninnenwiderstandes, wenn eine Streukapazität parallel zum Außenwiderstand liegt usw.

Es erscheint nach Durchrechnung der Auswirkung einiger Änderungen von Röhrendaten auf die Phase des Verstärkers plausibel, eine Empfindlichkeit  $\frac{d\varphi}{ds}$  anzunehmen, die der erforderlichen Verstärkung proportional ist. So erhält man als Gütemaß für den Vierpol

$$g = -K_0 \cdot \left( \frac{d\varphi}{d\Omega} \right)_{\Omega=1} \quad (7)$$

Die Berechtigung dieses Maßes ist folgendermaßen nachzuweisen: Für den Verstärker stehen bestimmte Röhren zur Verfügung. Wird ohne Rücksicht auf die verlangte Verstärkung die Schaltung so ausgelegt, daß die Röhren günstig arbeiten, so liefere der Verstärker alsdann eine Verstärkung  $V_1$ . Da kein Grund besteht,  $K_0$  klein zu machen, wird  $V_1$  auch schon bei einer Röhre wesentlich über dem verlangten Wert  $V_0$  liegen. Man könnte die „innere Verstärkung“  $V_1$  nun z. B. dadurch auf den Wert  $V_0$  bringen, daß die Außenwiderstände der Röhren entsprechend reduziert werden. Dadurch würde man, was Phasenschwankungen anbelangt, eine Verringerung der Störungen erhalten. Die größtmögliche Verringerung sämtlicher Störungen auf den Verstärker erhält man dann, wenn die Verstärkung durch Gegenkopplung des  $g$  an  $z$  en Verstärkers herabgesetzt wird. Die relativen Schwankungen von  $V_0$  sind dann gegenüber denjenigen von  $V_1$  um den Faktor  $V_0/V_1$  kleiner, das gleiche gilt für den Phasenfehler von  $V_0$  bzw.  $V_1$ . Damit wird bei gleichbleibender Störung von außen (gleichbleibender Fehler

des inneren Verstärkers) die Frequenzabweichung dem Wert  $V_0$  direkt proportional, d. h. auch, die Frequenzkonstanz wird dem Kehrwert von  $V_0$ , also  $K_0$ , proportional und (7) ist begründet. Gleichzeitig läßt sich die „günstige“ Auslegung des inneren Verstärkers näher erläutern: Phasenfehler von  $V_i$  werden im Verhältnis  $V_0/V_i$  reduziert, was die Wirkung auf  $V_0$  anbelangt. Wenn man bei festem  $V_0$  also  $V_i$  steigert, dann wachsen zwar die Phasenfehler von  $V_i$  an, sie werden aber durch stärkere Gegenkopplung in ihrer Wirkung auf  $V_0$  wieder vermindert. Das Optimum für die Verstärkung liegt beim Minimum des Verhältnisses von Phasenfehler zu innerer Verstärkung. Analog werden die Verhältnisse bezüglich Linearität ungefähr dort optimal, wo das Verhältnis von Klirrfaktor zu innerer Verstärkung ein Minimum hat. Weil man beim Verstärker außerdem noch auf die Aussteuerbarkeit Rücksicht nehmen muß, ist bei seiner Dimensionierung ein Kompromiß zwischen diesen verschiedenen Forderungen notwendig.

#### 4. Die optimale Dimensionierung des Vierpols<sup>2)</sup>

Auf den Zusammenhang zwischen Oszillator- und Filterproblemen hat bereits Herzog [18] hingewiesen. Die obigen Betrachtungen haben ein Maß verschafft, das die Güte des Rückkoppelvierpols bezüglich der Frequenzkonstanz gerecht beurteilt.

Da bei Resonanz  $\Re(\omega_0)$  reell ist, so ist die Größe  $g$  nach (7) auch die „Steilheit“ des Imaginärteils von  $\Re$  an der Stelle  $\omega = \omega_0$  oder auch der Imaginärteil des Differentialquotienten von  $\Re$  nach der normierten Frequenz

$$g = - \frac{d(\operatorname{Im} \Re)}{d\Omega} = \operatorname{Im} \frac{d\Re}{d\Omega} \quad (8)$$

Während bei gewissen Filtern die Steilheit des Betrags von  $\Re$  (Flankensteilheit) möglichst groß sein soll, wird hier dem Imaginärteil von  $\Re$  eine solche Forderung auferlegt.

Für die Einteilung der Oszillatorschaltungen existieren mannigfache Vorschläge. Wir wollen uns der Einteilung von Herzog [17] anschließen und unterscheiden zwischen Ketten- und Brückenoszillatoren. Diese Einteilung ist vom Standpunkt der Netzwerktheorie aus sehr zweckmäßig. Zur ersten Gruppe gehören beispielsweise alle Schaltungen mit Spannungsteilern, mit Phasendrehketten, Dreipunktschaltungen, und zur zweiten die Oszillatoren mit irgendwelchen Brücken- oder Differentialschaltungen. Wie man leicht beweisen kann, haben Brückenschaltungen eine größere Phasendrehung und insbesondere auch eine höhere Phasensteilheit als Kettenschaltungen mit gleichem  $K(\omega)$ , so daß hier Brücken besonders geeignet erscheinen.

<sup>2)</sup> Es wird hier untersucht, welches Brückenverhältnis gewählt werden muß, um ein Optimum an Frequenzkonstanz zu erhalten. Für den Absolutwert der Brückenwiderstände ist dann noch je ein gemeinsamer Faktor für den linken und den rechten Spannungsteiler der Brücke frei, der aus anderen Anforderungen an den Oszillator bestimmt werden muß. Dieses geschieht für ein einmal festgelegtes Brückenverhältnis in der Arbeit von J. Sommer: „Bemessung von Oszillator-Endstufe und Brücke eines brückenstabilisierten RC-Oszillators“, FUNK UND TON Bd. 8 (1954) H. 2, S. 72, die bei Abfassung des vorliegenden Aufsatzes noch nicht bekannt war. Dort wird die Frage behandelt, wie man bei einem Brückenverhältnis  $R_2/R_1 = 1$  die Absolutwerte der Widerstände wählen muß, damit der Kaltleiter im richtigen Arbeitspunkt arbeitet und die Endstufe einen kleinen Klirrfaktor hat. Die Ergebnisse lassen sich bei anderem Brückenverhältnis sinngemäß übernehmen.



Beim vorliegenden Problem darf man den Vierpol als sekundär leerlaufend betrachten, da im allgemeinen eine Röhre folgt. Die Ausgangsspannung  $U_3'$  der Brücke (Abb. 3a) ist dann gleich der Differenz der Spannungen  $U'$  und  $U''$ . Es gilt

$$R = R_1 - R_2 ; \quad R_1 = \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} ; \quad R_2 = \frac{Z_4}{Z_3 + Z_4} \quad (8, 8a, 8b)$$

Nach (5) soll sein

$$\frac{d}{d\Omega} \operatorname{Im} R = \operatorname{Max}! \quad (9)$$

oder nach (8)

$$\frac{d}{d\Omega} \operatorname{Im} R_1 - \frac{d}{d\Omega} \operatorname{Im} R_2 = \operatorname{Max}!$$

Wir wollen zunächst den linken Spannungsteiler der Brücke so dimensionieren, daß

$$\frac{d}{d\Omega} \operatorname{Im} R_1 = \operatorname{Max}! \quad (10)$$

wird. Wenn dann noch

$$\frac{d}{d\Omega} \operatorname{Im} R_2 = \operatorname{Min}! \quad (11)$$

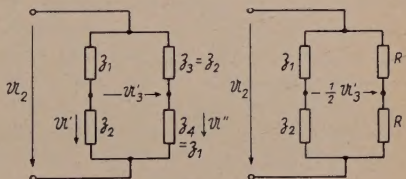


Abb. 3a (links). Die symmetrische Brücke  
Abb. 3b. Brücke mit einem ohmschen Zweig

ist, wird (9) bestimmt erfüllt. Aus (10) findet man bei gegebenem Aufwand an Schaltelementen  $Z_1$  und  $Z_2$ . Wenn statt (11) verlangt wird

$$\frac{d}{d\Omega} (\operatorname{Im} R_2) = \operatorname{Max}!, \quad (11a)$$

so würde ersichtlich  $Z_3 = Z_1$  und  $Z_4 = Z_2$ . Ein Minimum nach (11) erhält man dadurch, daß  $Z_1$  und  $Z_2$  vertauscht werden, denn es ist

$$\frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} = 1 - \frac{Z_1}{Z_1 + Z_2}$$

und folglich

$$\frac{d}{d\Omega} \operatorname{Im} \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} = - \frac{d}{d\Omega} \operatorname{Im} \frac{Z_1}{Z_1 + Z_2}$$

Daraus folgt, daß die günstigste Dimensionierung dann vorliegt, wenn die Brücke symmetrisch ist und ihr linker Spannungsteiler gemäß (10) bemessen wird. Wenn man nicht jedes Schaltelement doppelt aufwenden will, und auch keine Sparschaltung mit Differentialübertrager in Frage kommt, kann man bei einem Übersetzungs- und Güteverlust von 50 % den rechten Brückenteil durch einen ohmschen Spannungsteiler ersetzen (Abb. 3b). Diesen kann man genau so gut zum Gegenkopplungszweig des Verstärkers rechnen, und man sieht, daß es auf

genau dasselbe herauskommt, ob die Verbesserung der Frequenzkonstanz des Oszillators auf die Vergrößerung der Güte des Vierpols durch die Brückenschaltung oder auf die durch Gegenkopplung bewirkte Verbesserung des Verstärkers zurückgeführt wird.

Als Beispiel sei die optimale Dimensionierung des Rückkopplungsspannungsteilers eines RC-Generators (Abb. 4) angegeben [15, 16]. Die übliche Bemessung ist bekanntlich  $R_1 = R_2$  und  $C_1 = C_2$ . Die Phasensteilheit würde aber größer, wenn man  $R_1 > R_2$  machen würde. Bei Beurteilung der Güte nach der Phasensteilheit würde man offenbar  $R_1 \gg R_2$  machen; allerdings würde sich zeigen, daß

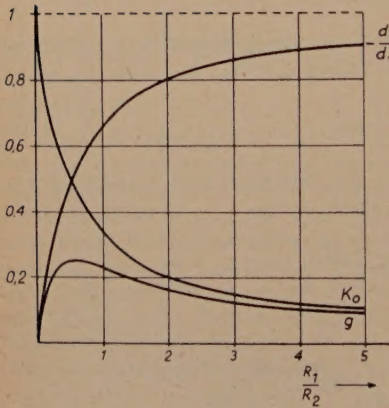
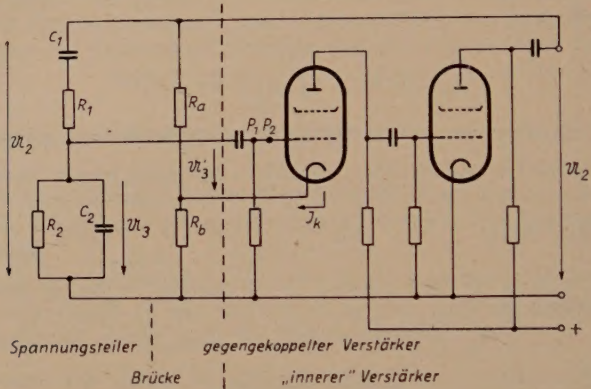


Abb. 4 (oben). Die Aufteilung einer Oszillatorschaltung in Verstärker und Rückkopplungsglied

Abb. 5 (links). Phasensteilheit, Resonanzübersetzung und Güte als Funktion von  $R_1/R_2$  beim RC-Generator

Tab. 1. Vergleich von Phasensteilheit, Resonanzübersetzung und Güte

	üblich	optimal
Phasensteilheit	2/3	1/2
Resonanzübersetzung	1/3	1/2
Güte $g$	2/9	1/4

die Verbesserung der Phasensteilheit nicht erheblich ist und daß  $K_0$  sinkt. Da gegen wird  $g$  ein Maximum für  $R_1 C_1 = R_2 C_2$  und  $R_1 = 1/2 \cdot R_2$ . Abb. 5 zeigt die Verhältnisse für  $R_1 C_1 = R_2 C_2$  mit  $R_1/R_2$  als Veränderliche. Aus der Gegenüberstellung von Phasensteilheit, Resonanzübersetzung und Güte  $g$  (Tab. 1) ersieht man, daß der Unterschied zwischen üblicher und optimaler Bemessung sehr klein ist, außerdem jedoch gleichzeitig, daß die Phasensteilheit die Güte des Vierpols bezüglich Frequenzkonstanz nicht charakterisiert.



Ein Wert der Phasensteilheit von 1 bedeutet eine Phasenänderung um den Bogenwinkel 1 bei einer Abweichung der Resonanzfrequenz von 100 %, also eine Änderung der Phase um  $0,57^\circ$  je % Frequenzänderung. Manchmal wird die Phasensteilheit mit der eines Schwingkreises verglichen. Diese ist bei Resonanz gleich der Güte des Schwingkreises, hat also bei Güte 100 den Wert  $57^\circ/\%$ . Angaben, wie z. B. „Damit entspricht die Güte der Schaltung bereits der eines guten Schwingkreises“ (Phasensteilheit der RC-Brücke z. B.) sind aber irreführend, denn man kann nicht etwa dadurch Schwingkreise entbehrlich machen, daß man z. B. mit Widerständen und Kondensatoren allein Vierpole großer Phasensteilheit herstellt. Der Einbau von Schwingkreisen bewirkt in jedem Fall eine zusätzliche Vergrößerung der Phasensteilheit um einen Faktor in der Größenordnung der Güte der Schwingkreise.

Bei symmetrischen Brücken stellt es sich in manchen Fällen heraus, daß man den Vierpol nicht brauchen kann, weil er zwar die größte Güte hat, aber  $K_0 = 0$  wird. Das liegt nicht an einem Fehler in der Schlußweise, denn es zeigt sich, daß die Phasensteilheit etwas schneller zunimmt als  $K_0$  abnimmt, so daß im Grenzübergang  $K_0$  zu Null und  $d\varphi/d\Omega$  zu  $\infty$  werden, während das Produkt endlich bleibt und ein Maximum erreicht. Man muß sich dann so weit vom Maximum entfernen, daß  $K_0$  den Wert  $1/V_i$  hat. Dabei wird an Güte praktisch nichts verloren, da eine Funktion in der Nähe des Maximums horizontal verläuft. Da der Unterschied zwischen den Schaltungen Abb. 3a und Abb. 3b in der Güte den Faktor 2 ausmacht, und man bei der ersten Schaltung den doppelten Aufwand an frequenzbestimmenden Elementen hat, kommt die Brücke nach Abb. 3a praktisch kaum in Betracht.

## 5. Die Amplitudenkonstanz

Während die Frequenzkonstanz maßgebend vom Vierpol beeinflusst wird, bestimmt über die Amplitudenkonstanz die Schwinglinie, also der Verstärker. Genau wie der Vierpol die Wirkung von Phasenänderungen im Verstärker auf die Frequenz unterdrücken muß, muß umgekehrt der Verstärker die Wirkung von Betragsänderungen des Vierpols auf die Amplitude unterdrücken. Schwankungen der inneren Verstärkung werden durch die Gegenkopplung geschwächt. Bei starker Gegenkopplung, die praktisch stets vorhanden ist, hängt  $V_0$  dann im wesentlichen nur noch vom Gegenkopplungsweig ab. Folglich kann man eine stark gekrümmte Schwinglinie nur erreichen, wenn man die Amplitudenregelung im Gegenkopplungsweig vornimmt. Dazu sind Kaltleiter ( $R_b$  in Abb. 4) oder Heißeiter ( $R_a$  in Abb. 4) besonders geeignet.

## 6. „Gegenkopplung“ oder „Brückenschaltung“?

Oben war stets von gegengekoppelten Verstärkern die Rede. Wenn man Gegenkopplungsweig und Rückkopplungsspannungsteiler zusammenfaßt (Abb. 4), hat man eine Wheatstonesche Brücke, und man kann die Anordnung offenbar genau so gut als Rückkopplung über eine Brückenschaltung ansehen. Diese Auffassung führt dann zu Schwierigkeiten, wenn beispielsweise in einem Brückenzweig noch zusätzliche Ströme fließen, wie es bei den meisten RC-Generatoren der Fall ist ( $J_k$  in Abb. 4). Hier bietet sich eine Zerlegung in Rück- und Gegenkopplungsweig und die Einbeziehung des letzteren in den Verstärker an. Andererseits erscheint bei Oszillatoren mit transformatorisch angekoppelter Brücke (z. B. Meachem-Sender) die erwähnte Zerlegung etwas gewaltsam. Sie hat indessen den großen Vorteil, daß man auf bekanntem Wege Aufschlüsse über die optimale

Dimensionierung erhält. Selbstverständlich liefern bei richtiger Anwendung beide Betrachtungsweisen dasselbe Ergebnis, und es ist nur eine Frage der Zweckmäßigkeit, welcher man den Vorzug gibt.

## 7. Messungen an der fertigen Schaltung

Die Phasensteilheit und die Güte  $g$  des Vierpols kann man in der Schaltung nachmessen, wenn diese an einer rückwirkungsfreien Stelle (z. B.  $P_1$ ,  $P_2$  in Abb. 4) aufgetrennt wird. Die so gewonnenen Werte erlauben aber keinen Vergleich zwischen verschiedenen Oszillatoren, solange die Empfindlichkeit von Betrag und Phase der Verstärkung gegen Störungen nicht bekannt ist, dagegen erlauben sie ohne weiteres einen Vergleich der verwendeten Vierpole. Bei der Messung des Frequenzgangs eines dynamikgeregelten Verstärkers muß man entweder mit Eingangsspannungen messen, die am Regelement (z. B.  $R_a$  als Heißeiter in Abb. 4) die gleiche Wirkung haben, oder man muß das Regelement auf seinem Nennwert fest einstellen, die Regelung also außer Betrieb setzen. Andernfalls, wenn man beispielsweise bei verschiedenen Frequenzen bei eingeschalteter Regelung mit verschiedenen Eingangsspannungen mißt, stellt sich eine unterschiedliche Verstärkung ein, die einen Amplitudengang von  $\approx 20$  vortäuscht. Dieser kommt in Wirklichkeit nie zum Tragen, weil die Regelung träge gegenüber der Nutzfrequenz ist. Auch wenn die Regelung momentan wirken würde, hätte die Anordnung einen auf die falsche Weise gemessenen „Frequenzgang“ im Betrieb nicht, dagegen wäre sie nichtlinear.

## 8. Störschwingungen

In manchen Fällen treten bei Oszillatoren außer der gewünschten Schwingung oder mit ihr noch unerwünschte Schwingungen auf, die in der Literatur meist unter dem Sammelbegriff „Regelschwingungen“ erwähnt werden. Sie haben in der Wirklichkeit drei ganz verschiedene Ursachen:

a) Der Verstärker ist gegengekoppelt und schwingt, weil die Gegenkopplung unter Berücksichtigung des Rückkoppelvierpoles nicht richtig dimensioniert wurde. Diese Schwingungen haben mit der Regelung direkt nichts zu tun, auch wenn diese im Gegenkopplungsweig erfolgt. Sie sind nur insofern von der Regelung abhängig, als sie manchmal erst von einer bestimmten Stellung des Reglers an auftreten. Sie treten auch auf, wenn man den Regler außer Betrieb setzt (das Regelorgan auf einen Festwert stellt). Sie lassen sich nur durch Ändern der Oszillatorschaltung oder eventuell durch Verkleinerung des Regelhubes beseitigen.

b) Die Amplitudenstabilisierung hat eine für ihre Regelgenauigkeit zu hohe Regelzeit, d. h., es dauert zu lange, bis sie auf eine Schwankung der Amplitude reagiert. Dabei entstehen Pendelungen der Amplitude, die auch zu intermittierenden Schwingungen des Oszillators führen können. Diese Störschwingungen sind meist langsam und verschwinden beim Abschalten der Regelung. Man kann sie durch Umdimensionierung des Amplitudenreglers beseitigen, ohne in die eigentliche Oszillatorschaltung einzugreifen.

c) Es erfolgt eine unerwünschte Rückkopplung des Reglers außerhalb des eigentlichen Regelkreises. Beim Stillegen der Amplitudenstabilisierung verschwindet diese Störung. Diese zusätzliche, unerwünschte Rückkopplung erfolgt meist über



die Oszillatorfrequenz als Träger und verschwindet bei Abschalten des Oszillators.

Es handelt sich bei den drei Gruppen also 1. um „Pfeifen“ des Verstärkers bei einer nichtgewollten Frequenz, 2. um „Pendelungen“ im Sinn der Regeltechnik und 3. um „Pfeifen“ des Reglers über einen ungewollten Rückkopplungsweg.

## Zusammenfassung

Oszillatorschaltungen können in Verstärker und frequenzbestimmenden Vierpol zerlegt werden. Wenn die Amplitudenstabilisierung (quasi-)linear durch Regelung erfolgt, hat man eine geschlossene Kettenschaltung aus dynamikgeregeltem Verstärker und Rückkopplungsvierpol. Dann lassen sich für beide Teile getrennt Richtlinien für die optimale Dimensionierung bezüglich Frequenz- und Amplitudenkonstanz angeben. Es zeigt sich, daß für gute Eigenschaften des Oszillators nicht die Phasensteilheit des Vierpols, sondern die Steilheit des Imaginärteils der Spannungsübersetzung maßgebend ist. Als Beispiel ist die optimale Dimensionierung beim „brückenstabilisierten“ RC-Generator angegeben. Der Verstärker ist dann etwa optimal ausgelegt, wenn der Quotient aus Klirrfaktor und innerer Verstärkung und der Quotient aus Phasenfehlern und innerer Verstärkung Kleinstwerte haben. Für die Messung des Frequenzgangs der aufgetrennten Schaltung muß die Amplitudenregelung außer Betrieb gesetzt werden. Auftretende Störschwingungen haben als Ursache „Pfeifen“ des Verstärkers, Pendelungen des Reglers oder „Pfeifen“ des Reglers.

## Schrifttum

- [1] Duddell: On rapid Variations in the Current through the Direct-Current Arc. Electrician Bd. 46 (1900/01) S. 269—273 u. S. 310—313.
- [2] Meißner: DRP 291 604, Electrician Bd. 73 (1914) S. 702.
- [3] Hull: The Dynatron, a Vacuum Tube possessing negative Resistance. Proc. IRE Bd. 6 (1918) S. 5—35.
- [4] Heegner: Über Schwingungserzeugung mittels eines Elektronenröhrensystems, welches keine Selbstinduktion enthält. Z. f. Physik Bd. 42 (1927) S. 773—778.
- [5] Steimel: Die Stabilität und die Selbsterregung elektrischer Kreise mit Organen fallender Charakteristik. Z. f. HF-Technik u. Elektroakustik Bd. 36 (1930) S. 161—172.
- [6] Barkhausen: Lehrbuch der Elektronenröhren, 3. Band: Rückkopplung, 4. Aufl. Leipzig (1944) S. 4 ff. u. 10 ff.
- [7] Nyquist: Regeneration Theory. Bell Syst. Techn. J. Bd. 11 (1932) S. 126—147.
- [8] Peterson, Kreer & Ware: Regeneration Theory and Experiment. Proc. IRE Bd. 22 (1934) S. 1191—1210.
- [9] Streckert: Die elektrische Selbsterregung. Stuttgart 1947.
- [10] Möller: Die Elektronenröhren und ihre techn. Anwendungen, 3. Aufl. Braunschweig 1929, bes. S. 54 ff.
- [11] Groszkowski: Constant Frequency Oscillators. Proc. IRE Bd. 21 (1938) S. 958—981.
- [12] Groszkowski: Oscillators with automatic Control of the Threshold of Regeneration. Proc. IRE Bd. 22 (1934) S. 145—151.
- [13] Meacham: The bridge-stabilized Oscillator. Proc. IRE Bd. 26 (1938) S. 1278—1294.
- [14] Bürck, Kotowski u. Lichte: Dynamikgeregelte Verstärker und Klartonteuerungen. ENT Bd. 13 (1936) S. 47—73.
- [15] Zaiser: Über die Eigenschaften und die geeignete Bemessung eines gitterstromfreien Senders mit Frequenzregelung. Z. f. HF-Technik u. Elektroakustik Bd. 55 (1940) S. 9—19.
- [16] H. E. Hollmann: Phasenschieber- oder RC-Generatoren. Elektrotechnik Bd. 1 (1947) S. 129—138.
- [17] W. Herzog: Zur Erzielung höchster Frequenzkonstanz. AEU Bd. 6 (1952) S. 159—162.
- [18] W. Herzog: Über den Zusammenhang zwischen Oszillatoren und Filtern. AEU Bd. 1 (1947) S. 47—58.

# Verstärkerstufen mit transitional gekoppelten zweikreisigen Bandfiltern, insbesondere für große Bandbreiten

In [1] sind Verstärker mit symmetrisch und unsymmetrisch bedämpften, zweikreisigen Bandfiltern behandelt worden. Die durchgeführten rechnerischen Betrachtungen gingen dabei von der Annahme aus, daß der Widerstand des koppelnden Gliedes des Bandfilters konstant sei. Dadurch ergaben sich verhältnismäßig einfache Gleichungen. Da das koppelnde Glied tatsächlich frequenzabhängig ist, entstehen Fehler, die bis zu einer relativen Bandbreite von etwa 0,3 für die Praxis erträglich sind. Für größere Bandbreiten genügen die Ergebnisse dieser Näherungsrechnung jedoch nicht mehr. Die nachfolgenden Ausführungen ergeben Formeln und Kurvenscharen, die für beliebig große Bandbreiten gelten.

## 1. Die allgemeine Gleichung für die Verstärkung

Verstärkerstufen mit transitional gekoppelten, zweikreisigen Bandfiltern haben eine Amplitudencharakteristik (Betrag der Verstärkung in Abhängigkeit von der Frequenz), die sich in der Umgebung der Bandmitte an eine Horizontale anschmiegt und somit sehr flach verläuft. Auch bei der Reihenschaltung solcher Verstärkerstufen bleibt der flache Verlauf in einem genügend großen Frequenzbereich erhalten, wenn die Bandbreite der einzelnen Stufen entsprechend der Stufenzahl erhöht worden ist. Die beiden Schwingkreise eines Bandfilters können symmetrisch oder unsymmetrisch dimensioniert werden. In Verstärkern bei Frequenzen  $> 10$  MHz bestehen die Kapazitäten der Schwingkreise meist nur aus den Röhren- und Schaltkapazitäten, so daß eine Unsymmetrie in der Dimensionierung vorhanden ist. Bei unsymmetrisch dimensionierten Bandfiltern sind zwei besondere Fälle zu unterscheiden: 1. das symmetrisch bedämpfte und 2. das extrem unsymmetrisch bedämpfte Filter. In mehrstufigen Verstärkern werden die einzelnen Stufen meist mit symmetrisch bedämpften Bandfiltern aufgebaut. Dagegen haben z. B. Trennstufen und Kabelanschlußstufen Filter mit extrem unsymmetrischer Bedämpfung.

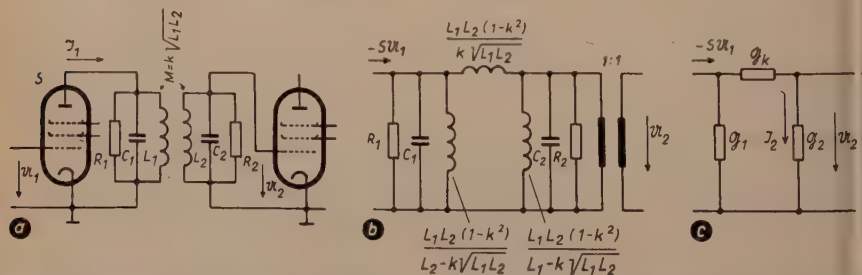


Abb. 1. Schaltbild einer Verstärkerstufe mit zweikreisigem, magnetisch gekoppelten Bandfilter  
a) Prinzipschaltung      b) Ersatzschaltung      c) vereinfachte Ersatzschaltung



Die nach [1] abgeleiteten Beziehungen und die dort angegebenen Kurvenscharen gelten für zweikreisige Bandfilter, wobei es völlig gleichgültig ist, in welcher Weise die Kopplung hergestellt wird. Die nachfolgende Betrachtung geht von dem magnetisch gekoppelten Bandfilter aus, weil diese Kopplungsart bis zu einer relativen Bandbreite von etwa 0,5 aus Gründen des einfacheren Aufbaues und der Billigkeit vor anderen vorgezogen wird. Es ist aber genauso möglich, die Kopplung auch in anderer Weise vorzunehmen, z. B. durch eine kapazitive oder induktive Quer- oder Längskopplung. Hierbei sind dann die bekannten Umrechnungsformeln [2] anzuwenden.

In [1] war die Gleichung (3) für die Verstärkung einer Stufe mit der Schaltung nach Abb. 1a und der Ersatzschaltung nach Abb. 1b und c angegeben worden.

$$\mathfrak{B} = S \frac{1}{\mathfrak{G}_k - \mathfrak{G}_1' \mathfrak{G}_2' \frac{1}{\mathfrak{G}_k}} \quad (1)$$

Wie in [1], gilt auch hier für die Kurzschlußleitwerte

$$\mathfrak{G}_1' = \frac{1}{R_1} + j \left[ \omega C_1 - \frac{1}{\omega L_1 (1 - k^2)} \right] \quad (2a)$$

$$\mathfrak{G}_2' = \frac{1}{R_2} + j \left[ \omega C_2 - \frac{1}{\omega L_2 (1 - k^2)} \right] \quad (2b)$$

Während aber dort der Leitwert des koppelnden Gliedes  $\mathfrak{G}_k$  als konstante Größe angenommen wurde und damit zu einer Näherungslösung führte, wird hier  $\mathfrak{G}_k$  in exakter Weise als ein von der Frequenz  $\omega$  abhängiger Leitwert eingeführt.

$$\mathfrak{G}_k = -j \frac{k}{\omega \sqrt{L_1 L_2} (1 - k^2)} \quad (3)$$

Die Resonanzfrequenzen der beiden Schwingkreise des Bandfilters sind

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{C_1 L_1}} \quad \text{und} \quad \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{C_2 L_2}} \quad (4a, b)$$

Die Abstimmfrequenzen bei jeweiligem Kurzschluß des anderen Kreises sind

$$\omega_{01} = \frac{1}{\sqrt{C_1 L_1 (1 - k^2)}} = \omega_1 \frac{1}{\sqrt{1 - k^2}} \quad \text{und} \quad \omega_{02} = \frac{1}{\sqrt{C_2 L_2 (1 - k^2)}} = \omega_2 \frac{1}{\sqrt{1 - k^2}} \quad (5a, b)$$

Mit (4a) und (4b) heißt dann nach (1) der Ausdruck für die Verstärkung

$$\mathfrak{B} = -S \frac{k}{\sqrt{C_1 C_2}} \cdot \frac{1}{\frac{\omega_1}{\omega_2} \frac{1}{C_2 R_2} + \frac{\omega_2}{\omega_1} \frac{1}{C_1 R_1} - \frac{\omega^2}{\omega_1 \omega_2} (1 - k^2) \left( \frac{1}{C_1 R_1} + \frac{1}{C_2 R_2} \right) + \dots} + j \left[ -\frac{\omega^3}{\omega_1 \omega_2} (1 - k^2) + \omega \left( \frac{\omega_2}{\omega_1} + \frac{\omega_1}{\omega_2} \right) + \frac{\omega (1 - k^2)}{\omega_1 \omega_2 C_1 R_1 C_2 R_2} - \frac{\omega_1 \omega_2}{\omega} \right] \quad (6)$$

Das ist die allgemeine, exakte Gleichung für die Verstärkung einer Verstärkerstufe mit einem zweikreisigen Bandfilter.

## 2. Die Verstärkerstufe mit symmetrisch bedämpfitem Bandfilter

### 2.1 Die Gleichung für die Verstärkung bei transitio- naler Kopplung

Symmetrische Bedämpfung heißt, daß die beiden Kreise des Bandfilters gleiche Dämpfungsfaktoren besitzen.

$$d_1 = \frac{1}{\omega_1 C_1 R_1} = d_2 = \frac{1}{\omega_2 C_2 R_2} = d \quad (7)$$

(Im Gegensatz zu den in [1] definierten Dämpfungsfaktoren sind sie hier nicht auf die Abstimmfrequenz  $\omega_0$ , sondern auf die Resonanzfrequenzen der Schwingkreise  $\omega_1$  und  $\omega_2$  bezogen.) Das Bandfilter soll ein sogenanntes abgestimmtes Filter sein, d. h., die beiden Schwingkreise haben gleiche Resonanzfrequenzen

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega_r \quad (8)$$

und damit auch gleiche Abstimmfrequenzen bei jeweiligem Kurzschluß des anderen Kreises

$$\omega_{01} = \omega_{02} = \omega_0 \quad (9)$$

Mit (7) und (8) erhält (6) die Form

$$\mathfrak{R} = -S \sqrt{R_1 R_2} d k \cdot$$

$$2 d \left[ 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_r} \right)^2 (1 - k^2) \right] + j \left\{ - \left( \frac{\omega}{\omega_r} \right)^3 (1 - k^2) + \left( \frac{\omega}{\omega_r} \right) \left[ 2 + d^2 (1 - k^2) \right] - \frac{\omega_r}{\omega} \right\} \quad (10)$$

Es wird nun als unabhängig veränderliche Größe die relative Frequenz

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_r} \quad (11)$$

eingeführt. (In [1] war die Verstimmung  $y$  die unabhängig veränderliche Größe, in welcher als relative Frequenz die auf die Abstimmfrequenz  $\omega_0$  bezogene veränderliche Frequenz  $\omega$  auftrat. Dort war  $\omega_0$  zugleich die Bandmittenfrequenz, bei welcher die verstimmungssymmetrische Amplitudencharakteristik ihr Maximum und ihre Mitte hatte. Im vorliegenden Fall weicht die Abstimmfrequenz von der Bandmittenfrequenz ab, so daß sie als Bezugsgröße unzuweckmäßig ist.) Der Betrag der Verstärkung ergibt sich nach (10) zu

$$|\mathfrak{R}| = S \sqrt{R_1 R_2} d k \cdot$$

$$\sqrt{\left\{ 2 d \left[ 1 - \Omega^2 (1 - k^2) \right] \right\}^2 + \left\{ \Omega^3 (1 - k^2) - \Omega \left[ 2 + d^2 (1 - k^2) \right] + \frac{1}{\Omega} \right\}^2} \quad (12)$$

Bei geringer Bandbreite gelten in jedem Fall die Charakteristiken nach [1, Abb. 2a] und die zugehörige Gleichung (15). Danach war der maximale Betrag der Verstärkung, unabhängig vom Kopplungsfaktor, bei symmetrischer Bedämpfung

$$|\mathfrak{R}|_{\max} = \frac{S \sqrt{R_1 R_2}}{2} \quad (13)$$



Bei der dort angegebenen Bandmittenfrequenz  $\omega = \omega_0$  trat er nur bei transistionaler Kopplung auf.

Zwischen  $\omega_0$  und  $\omega_r$  besteht nach [1, Gl. (5)] und nach (4) und (8) die Beziehung

$$\omega_0 = \omega_r \frac{1}{\sqrt{1-k^2}} \quad (14)$$

und damit ist

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_r} = \frac{\omega}{\omega_0} \frac{1}{\sqrt{1-k^2}} \quad (15)$$

Für  $\omega = \omega_0$  wird somit

$$\Omega = \frac{1}{\sqrt{1-k^2}} \quad (16)$$

Da (12) und [1, Gl. (15)] bei sehr kleinen Bandbreiten das gleiche, durch (13) ausgedrückte Ergebnis haben müssen, kann mit (16) der transistionale Kopplungsfaktor bestimmt werden. Dazu wird (16) in (12) eingesetzt. Die Ausrechnung ergibt

$$(k)_{tr} = \frac{d}{\sqrt{1+d^2}} \quad (17)$$

und umgestellt

$$(d)_{tr} = \frac{k}{\sqrt{1-k^2}} \quad (18)$$

Unter Verwendung von (7) und (8) kann man für (17) schreiben<sup>1)</sup>

$$k = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega_r C_1 R_1)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega_r C_2 R_2)^2}} \quad (19)$$

Unter Beachtung von (14) ist zu erkennen, daß der transistionale Kopplungsfaktor die gleiche Größe hat wie bei der Näherungsrechnung nach [1], denn es ist

$$k = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega_r C_1 R_1)^2}} = \frac{1}{\sqrt{\omega_0 C_1 R_1}} \quad (20)$$

Mit (17) lautet nach (10) die Gleichung für die Verstärkung

$$\mathfrak{B} = S \sqrt{R_1 R_2} d^2 \sqrt{1+d^2} \cdot \frac{1}{2 d \Omega^2 - 2 d (1+d^2) + j \left[ \Omega^3 - \Omega (2+3d^2) + \frac{1+d^2}{\Omega} \right]} \quad (21)$$

Daraus ergibt sich für den Betrag der Verstärkung der Ausdruck

$$|\mathfrak{B}| = S \sqrt{R_1 R_2} d^2 \sqrt{1+d^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left[ 2 d \Omega^2 - 2 d (1+d^2) \right]^2 + \left[ \Omega^3 - \Omega (2+3d^2) + \frac{1+d^2}{\Omega} \right]^2}} \quad (22)$$

1) Im folgenden ist der Index tr weggelassen.

Aus (21) kann die Gleichung für den Phasenwinkel der Verstärkung entnommen werden.

$$\varphi = -\arctg \frac{\Omega^3 - \Omega(2 + 3d^2) + \frac{1+d^2}{\Omega}}{2d\Omega^2 - 2d(1+d^2)} \quad (23)$$

Die Gruppenlaufzeit ist dann

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{d\varphi}{d\omega} \\ &= \frac{1}{\omega_r} \cdot \frac{2d[-\Omega^6 + \Omega^4 + \Omega^2(1 - 2d^2 - 3d^4) - 1 + d^2]^2}{\Omega^8 - 2\Omega^6(2 + d^2) + \Omega^4(6 + 6d^2 + d^4) + 2\Omega^2(2d^6 + d^4 - 3d^2 - 2) + (1 + d^2)^2} \end{aligned} \quad (24)$$

## 2.2 Die Amplitudencharakteristik

In Abb. 2 ist für verschiedene Dämpfungsfaktoren  $d$  der Betrag der Verstärkung  $|K|$  in Abhängigkeit von der relativen Frequenz  $\Omega$  (Amplitudencharakteristik) dargestellt. Es zeigt sich, daß mit zunehmender Bandbreite eine kleine Welligkeit auftritt. Die Näherungslösung nach [1] ergab bei gleichem transitio-

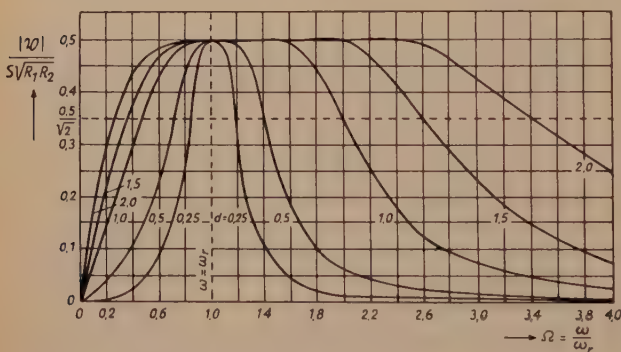


Abb. 2. Amplitudencharakteristiken (relativ Verstärkung in Abhängigkeit der relativen Frequenz) einer Verstärkerstufe mit einem zweikreisigen, magnetisch gekoppelten Bandfilter bei symmetrischer Bedämpfung mit  $d_1 = d_2 = d$ . Die Charakteristiken gelten nach Anwenden der Umrechnungsformeln [38 bis [42] auch bei unsymmetrischer Bedämpfung.

nenz  $\omega_0$  ihr Maximum besaß und in der Umgebung von  $\omega_0$  flach verlief. Um die aus Abb. 2 zu erkennende Welligkeit rechnerisch zu erfassen, sind die Extremstellen zu bestimmen. Dazu wird der unter der Wurzel in (22) stehende Ausdruck nach  $\Omega$  differenziert. Die Vermutung, daß bei der Abstimmungsfrequenz  $\omega = \omega_{01} = \omega_{02} = \omega_0$  auch das Maximum der Verstärkung auftritt, bestätigt sich denn für

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_r} = \frac{1}{\sqrt{1 - k^2}} = \sqrt{1 + d^2} \quad (25)$$

wird der differenzierte Ausdruck zu Null. Aus (12) ist weiterhin zu erkennen, daß auch bei  $\Omega = \omega/\omega_r = 1$  die gleiche, durch (13) ausgedrückte Verstärkung auftritt. Durch Einsetzen von  $\Omega = 1$  in die differenzierte Beziehung zeigt sich, daß hier ebenfalls ein Maximum der Verstärkung vorhanden ist.



Die Maxima treten also auf

1. bei der Resonanzfrequenz der beiden Schwingkreise  $\omega = \omega_r$ ,
2. bei der Abstimmfrequenz der Schwingkreise (bei jeweiligem Kurzschluß des anderen Kreises)  $\omega = \omega_0$ .

Der Betrag der Verstärkung ist an beiden Stellen gleich und wird durch (13) angegeben.

Da die Maxima bei  $\Omega = 1$  und  $\Omega > 1$  liegen, muß zwischen diesen beiden Stellen ein Minimum vorhanden sein. Durch Abspalten der bereits bekannten beiden Wurzeln ergibt sich aus der differenzierten und gleich Null gesetzten Beziehung (22) eine biquadratische Gleichung, die schließlich die relative Frequenz bei dem Minimum ergibt.

$$\Omega_{\min} = \frac{1}{\sqrt[3]{6}} \sqrt[3]{d^2 + 2 - \sqrt{d^4 + 16d^2 + 16}} \quad (26)$$

Der Betrag der Verstärkung bei dieser Frequenz ist in Annäherung

$$|\mathfrak{B}|_{\min} = \frac{S \sqrt{R_1 R_2}}{2} \left( 1 - \frac{\sqrt{2}}{100} \cdot \frac{d^4}{2 + 3d^2 + d^4} \right) \quad (27)$$

Der Abfall der Verstärkung ist selbst bei einem so extremen Wert wie  $d=2$  bzw.  $k=0,9$  kleiner als 1 %. Die Amplitudencharakteristik kann daher praktisch als flach verlaufend bezeichnet und die Welligkeit vernachlässigt werden.

### 2.2.1 Die Grenzfrequenzen

Die Grenzfrequenzen sind definiert als jene Frequenzen, bei denen die Verstärkung gegenüber dem maximalen Wert auf  $1/\sqrt{2}$  abfällt. Die exakte Berechnung würde zu Gleichungen 8. Grades führen. Es ist deshalb zweckmäßiger, die Grenzfrequenzen den errechneten Amplitudencharakteristiken zu entnehmen. Mit einer Ungenauigkeit  $< 3\%$  bestehen folgende Näherungsformeln:

Für die untere relative Grenzfrequenz

$$\Omega_{gr u} = \frac{\omega_{gr u}}{\omega_r} = \frac{1}{1 + \sqrt[3]{d^4}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{d}{20}} \quad (28)$$

und die obere relative Grenzfrequenz

$$\Omega_{gr o} = \frac{\omega_{gr o}}{\omega_r} = 1 + \sqrt[3]{d^4} \left[ 1 + \frac{d - d^2}{3(1 + d)^2} \right] \quad (29)$$

### 2.2.2 Die Bandmittenfrequenz

Ein Verstärker, der die Aufgabe hat, eine modulierte Trägerschwingung zu verstärken, muß so dimensioniert sein, daß die Frequenz des Trägers in der Mitte des Frequenzbandes des Verstärkers liegt und die Amplitudencharakteristik sich beiderseits dieser Mitte ausdehnt. Die Bandmittenfrequenz ist das arithmetische Mittel der Grenzfrequenzen. Die relative Bandmittenfrequenz ist somit

$$\Omega_m = \frac{\omega_m}{\omega_r} = \frac{\Omega_{gr u} + \Omega_{gr o}}{2} \quad (30)$$

An Stelle des arithmetischen Mittels der durch (28) und (29) gekennzeichneten relativen Grenzfrequenz kann der folgende, einfachere Ausdruck eingesetzt werden, der mit einer Ungenauigkeit  $\leq 2\%$  gilt und ebenfalls aus der Amplitudencharakteristik ermittelt wurde.

$$\Omega_m = \sqrt[4]{1+d^3} \left[ 1 + \frac{1}{7} \frac{d}{(1+d)^2} \right] \quad (31)$$

### 2.2.3 Die Bandbreite

Die Bandbreite  $B$  ist der Frequenzbereich zwischen den Grenzfrequenzen  $f_{gr o}$  und  $f_{gr u}$ .

$$B = f_{gr o} - f_{gr u} = \frac{\omega_{gr o} - \omega_{gr u}}{2\pi}$$

Nach (28) und (29) wird

$$B = \frac{\omega_r}{2\pi} (\Omega_{gr o} - \Omega_{gr u}) \quad (32)$$

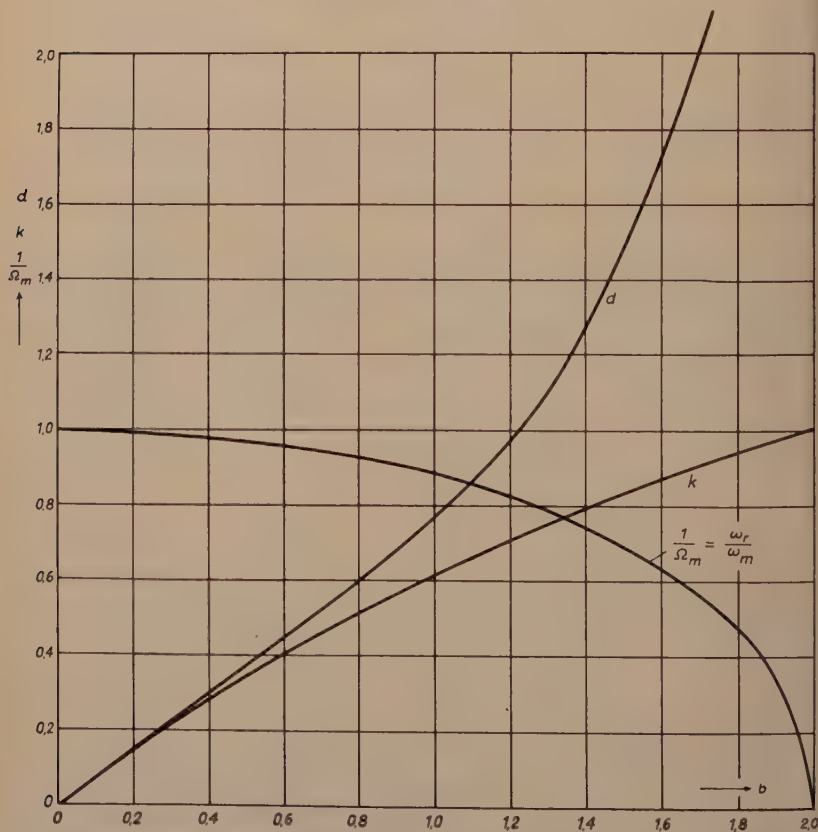


Abb. 3. Zweikreisiges, transitional gekoppeltes Bandfilter bei symmetrischer Bedämpfung mit  $d_1 = d_2 = d$ . Dämpfungsfaktor  $d$ , Kopplungsfaktor  $k$  und die auf die Bandmittenfrequenz  $\omega_m$  bezogenen Resonanzfrequenzen  $\omega_1 = \omega_2 = \omega_r$  in Abhängigkeit von der relativen Bandbreite  $b$ .

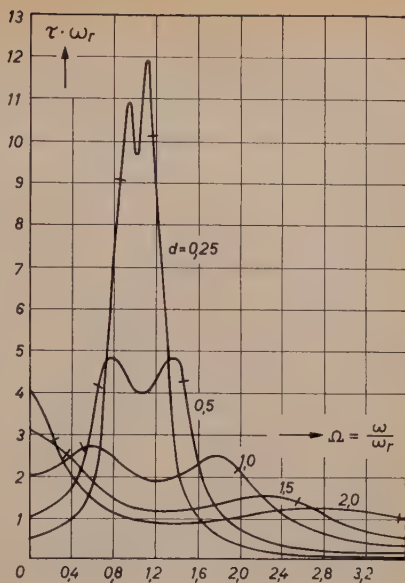


Die relative Bandbreite  $b$  muß auf die Bandmittenfrequenz bezogen werden; sie ist

$$b = \frac{2\pi B}{\omega_m} = \frac{(\Omega_{gr o} - \Omega_{gr u})}{\Omega_m} \quad (33)$$

In Abb. 3 wurden in Abhängigkeit von der relativen Bandbreite  $b$  der Kopplungsfaktor für transitionale Kopplung  $k$ , der Dämpfungsfaktor  $d_1 = d_2 = d$ , sowie der reziproke Wert der relativen Bandmittenfrequenz  $1/\Omega_m = \omega_r/\omega_m$  dargestellt. Mit dieser Kurvenschar und den oben angegebenen Formeln kann jede gewünschte Dimensionierung eines Bandfilters errechnet werden.

Abb. 4. Gruppenlaufzeitcharakteristiken zu den entsprechenden Amplitudencharakteristiken der Abb. 2. Die kurzen Querstriche in den Kurven geben die relativen Grenzfrequenzen an, bei denen der Betrag der Verstärkung gegenüber dem Maximalwert auf  $1/\sqrt{2}$  abgefallen ist



## 2.3 Die Gruppenlaufzeitcharakteristik

Für die gleichen Dämpfungs- bzw. Kopplungsfaktoren der Abb. 2 sind die Gruppenlaufzeitcharakteristiken in Abb. 4 wiedergegeben. Hier zeigt sich, daß bei größeren Dämpfungswerten (d. h. größeren relativen Bandbreiten) die Gruppenlaufzeitcharakteristik von der nach der Näherungsrechnung [1, Gl. (21 und 22), Abb. 3] bestimmten Charakteristik abweicht. Während nach der Näherungsrechnung der bei tiefen Frequenzen auftretende Höcker stets kleinere Werte der Gruppenlaufzeit besaß als bei dem Höcker der höheren Frequenz, ist der Verlauf nach der vorliegenden exakten Rechnung ein anderer. Abb. 4 zeigt für kleine Dämpfungsfaktoren (d. h. geringe relative Bandbreiten) einen ähnlichen Verlauf wie nach der Näherungsrechnung. Bei  $d \approx 0,4$  werden die Höcker gleichhoch, und bei noch größeren Dämpfungsfaktoren (d. h. größeren relativen Bandbreiten) treten die größeren Werte der Gruppenlaufzeit bei den tieferen Frequenzen auf. Auch wird dann bei  $\Omega = 0$  (d. h.  $\omega = 0$ ) die Gruppenlaufzeit nicht mehr Null wie bei der Näherungsrechnung, sondern nimmt mit zunehmendem Dämpfungsfaktor zu.

## 2.4 Die Sprungcharakteristik

Für die Sprungcharakteristik gelten in Annäherung die in [1] angegebene Lösung und die dort dargestellte Charakteristik (Abb. 7) für transitionale Kopplung mit dem genannten Wert  $\kappa = 1$  (d. h.  $k = d$ ).

## 2.5 Die Unterschiede der Ergebnisse gegenüber der Näherungsrechnung

Um die Unterschiede zwischen den Ergebnissen der vorliegenden exakten Rechnung und der Näherungsrechnung nach [1] ermessen zu können, sind in der Tab. 1 relative Bandmitte und relative Bandbreite für beide Rechnungsarten bei

Tab. 1. Vergleich der Ergebnisse nach der Näherungs- und exakten Berechnung

d	k	relative Bandmitte			relative Bandbreite		
		exakt	Näherung nach [1]		exakt	Näherung nach [1]	
		$\omega_m / \omega_r$	$\omega_m / \omega_r$	Fehler in %	$\frac{2\pi B}{\omega_m}$	$\frac{2\pi B}{\omega_m}$	Fehler in %
0,25	0,243	1,02	1,04	2	0,330	0,327	1
0,50	0,443	1,06	1,17	10	0,66	0,61	8
0,75	0,601	1,13	1,36	20	1,01	0,77	23
1,00	0,707	1,23	1,57	28	1,22	0,90	26
1,50	0,830	1,46	2,04	40	1,54	1,02	34
2,00	0,896	1,83	2,43	44	1,72	1,05	39

gleichen Dämpfungs- und Kopplungsfaktoren zusammengestellt. Es ist zu erkennen, daß bis zu Dämpfungsfaktoren von etwa 0,3 und ebenso großen Kopplungsfaktoren die Näherungsrechnung noch für alle Fälle der Praxis ausreicht.

### 3. Die Verstärkerstufe mit extrem unsymmetrisch bedämpfitem, transitional gekoppelten Bandfilter

Liegt am Eingang oder am Ausgang einer Verstärkerstufe eine niederohmige reelle Belastung, dann ist es unzumutbar, die Verstärkerstufe mit einem symmetrisch bedämpften Bandfilter aufzubauen. Wie in [1] gezeigt worden war, kann mit einem extrem unsymmetrisch bedämpften Bandfilter eine 2mal größere Bandverstärkung (das ist Bandbreite · Verstärkung im Maximum) erreicht werden. Genau so wie bei der Näherungsrechnung kann auch für extrem unsymmetrische Bedämpfung eine Konformität der Amplituden- und Gruppenlaufzeitcharakteristiken hergestellt werden. Durch geeignete Dimensionierungen lassen sich bei extrem unsymmetrischer Bedämpfung die gleichen Ergebnisse erreichen wie bei der symmetrischen Bedämpfung, und es gelten dann für beide Fälle die in Abb. 2 und 4 dargestellten Kurvenscharen.

#### 3.1 Die Konformität zum symmetrisch bedämpften Bandfilter

Es soll der Dämpfungsfaktor  $d_2$  des Schwingkreises 2 sehr groß gegenüber dem Dämpfungsfaktor  $d_1$  des Kreises 1 sein, so daß in Annäherung  $d_1 = 0$  und damit  $R_1 = \infty$  zu setzen ist. Zur Vereinfachung der Rechnung wird zunächst mit dem reziproken Ausdruck der Verstärkung gerechnet. Mit  $R_1 = \infty$  entsteht aus (6) die Gleichung

$$\begin{aligned}
 -\frac{S}{Z'} &= \frac{\omega_1'}{\omega_2'} \frac{1}{k'} \sqrt{\frac{C_1'}{C_2' R_2'^2}} - \frac{\omega^2}{\omega_1' \omega_2'} \frac{1-k'^2}{k'} \sqrt{\frac{C_1'}{C_2' R_2'^2}} - \dots \\
 \dots - j \frac{\omega^3}{\omega_1' \omega_2'} \frac{1-k'^2}{k'} \sqrt{C_1' C_2'} + j\omega \left( \frac{\omega_2'}{\omega_1'} + \frac{\omega_1'}{\omega_2'} \right) \sqrt{\frac{C_1' C_2'}{k'}} - j \frac{\omega_1' \omega_2'}{\omega} \sqrt{\frac{C_1' C_2'}{k'}}
 \end{aligned} \quad (34)$$

(Die ' Kennzeichnung besagt, daß die betreffende Größe für die Dimensionierung des extrem unsymmetrisch bedämpften Filters gilt.)

Mit (7) und (8) kann gesetzt werden

$$\sqrt{R_1 R_2} d = \sqrt{R_1 R_2} \frac{1}{\sqrt{\omega_r C_1 R_1 \omega_r C_2 R_2}} = \frac{1}{\omega_r \sqrt{C_1 C_2}} \quad (35)$$



Unter Verwendung von (18) und (35) entsteht aus (10) der Ausdruck

$$-\frac{S}{\mathfrak{B}} = \frac{2}{k} a - 2 \left( \frac{\omega}{\omega_r} \right)^2 \cdot \frac{1-k^2}{k} \cdot a - j \left( \frac{\omega}{\omega_r} \right)^3 \frac{(1-k^2) \sqrt{1-k^2}}{k^2} \cdot a \\ + j \frac{\omega}{\omega_r} \frac{(2+k^2) \sqrt{1-k^2}}{k^2} a - j \frac{\omega_r}{\omega} \frac{\sqrt{1-k^2}}{k^2} \quad (36)$$

wobei

$$a = \frac{1}{R_1} \sqrt{\frac{C_2}{C_1}}$$

Sollen der Betrag der Verstärkung und die Gruppenlaufzeit für das extrem unsymmetrisch bedämpfte Bandfilter mit  $d_1 = 0$  gleich sein den Werten für das symmetrisch bedämpfte Filter mit  $d_1 = d_2 = d$ , dann müssen (34) und (36) einander gleich sein. Bei gleicher Steilheit  $S$  unterscheidet sich dann die Verstärkung  $\mathfrak{B}'$  von  $\mathfrak{B}$  nur durch den Proportionalitätsfaktor  $c$ .

$$\mathfrak{B}' = c \cdot \mathfrak{B} \quad (37)$$

Durch Gleichsetzen der Koeffizienten von (34) und (36) ergeben sich die Beziehungen für die Dimensionierungsgrößen des extrem unsymmetrisch bedämpften Bandfilters (mit ' bezeichnet), ausgedrückt durch diejenigen des symmetrisch bedämpften Bandfilters.

### 3.1.1.1 $d_1 = 0$

Der Kopplungsfaktor für transitionale Kopplung

$$k' = \sqrt{2} \frac{k}{\sqrt{1+k^2}} \quad (38)$$

Die relative Resonanzfrequenz des Schwingkreises 1 mit der Kapazität  $C_1'$  und der Induktivität  $L_1'$

$$\omega_1' = \frac{1}{\sqrt{C_1' L_1'}} = \omega_r \frac{1}{\sqrt{1+k^2}} \quad (39)$$

Die relative Resonanzfrequenz des Schwingkreises 2 mit  $C_2'$  und  $L_2'$

$$\omega_2' = \frac{1}{\sqrt{C_2' L_2'}} = \omega_r \quad (40)$$

Der Dämpfungsfaktor des Schwingkreises 2

$$d_2' = \frac{1}{\omega_2' C_2' R_2'} = 2d \quad (41)$$

und der Proportionalitätsfaktor nach (37)

$$c = 2 \sqrt{\frac{C_1/R_2}{C_1'/R_2'}} \quad (42)$$

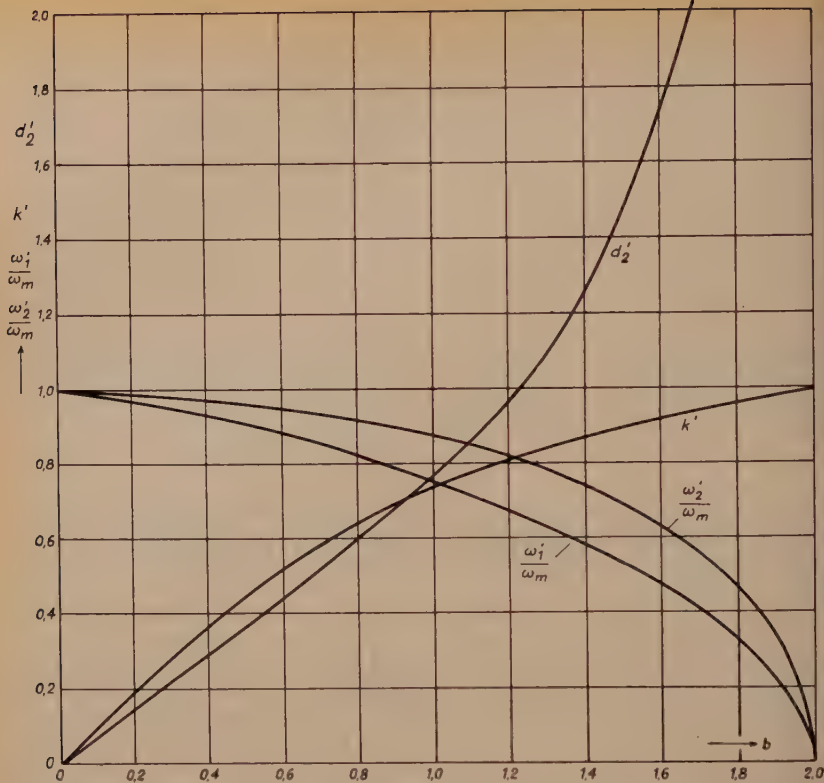


Abb. 5. Zweikreisiges, transitional gekoppeltes Bandfilter bei extrem unsymmetrischer Be-  
dämpfung  $d_1 = 0$ . Dämpfungsfaktor  $d'_2$ , Kopplungsfaktor  $k'$  und die auf die Bandmittenfrequenz  $\omega_m$   
bezogenen Resonanzfrequenzen  $\omega'_1$  und  $\omega'_2$  in Abhängigkeit der relativen Bandbreite  $b$ .  
Bei Vertauschen der Indizes 1 und 2 gelten die dargestellten Kurven auch für  $d_2 = 0$ .

### 3.1.2 $d_2 = 0$

Es gelten die gleichen Beziehungen wie in (38) bis (42), nur mit dem Unterschied, daß jeweils für den Index 1 der Index 2 und umgekehrt gesetzt werden muß.

In Abb. 5 sind für  $d_1 = 0$  in Abhängigkeit von der relativen Bandbreite  $b$  der Kopplungsfaktor für transitionale Kopplung  $k'$ , der Dämpfungsfaktor  $d'_2$  und die relativen Resonanzfrequenzen der beiden Schwingkreise  $\omega'_1/\omega_m$  und  $\omega'_2/\omega_m$  grafisch dargestellt. Mit Hilfe dieser Kurvenschar kann die gewünschte Dimensionierung berechnet werden. Bei Vertauschen der Indizes gelten die Kurven auch für  $d_2 = 0$ .

## 4. Das zweikreisige Bandfilter mit induktiver Querkopplung

### 4.1 Mit zwei Längsgliedern (Normalfall)

Der Kopplungsfaktor kann bei magnetisch gekoppelten Bandfiltern im Bereich höherer Frequenzen (etwa 100 MHz) wegen der geringen Windungszahl und der verhältnismäßig kleinen wirksamen Permeabilität der zur Verfügung stehenden

Kernmaterialien kaum größer als  $k = 0,5$  gemacht werden. Zum Erreichen sehr großer Bandbreiten sind aber noch größere Kopplungsfaktoren erforderlich, die praktisch nur mit Hilfe einer Querkopplung (T-Schaltung, äquivalent einem magnetisch gekoppelten Bandfilter) zu erreichen sind. Die Querkopplung kann durch eine Kapazität oder eine Induktivität erfolgen. Ein Bandfilter mit kapazitiver Querkopplung ergibt eine geringere Verstärkung als ein solches mit induktiver Querkopplung, weshalb in der Praxis meist nur von der letzteren Gebrauch gemacht wird. Diese Kopplungsart soll nachstehend betrachtet werden. Nach Abb. 6 besteht ein solches Bandfilter außer den Kapazitäten und Widerständen aus der Querinduktivität  $L_m$  und den beiden Längsinduktivitäten  $L_a$  und  $L_b$ . Die Induktivitäten sind nicht miteinander gekoppelt. Bei dem magnetisch gekoppelten Bandfilter nach Abb. 1 ist die Gegeninduktivität  $M$

$$M = k \sqrt{L_1 L_2} \quad (43)$$

Für das Bandfilter mit induktiver Querkopplung gelten mit den Bezeichnungen der Abb. 6 die Beziehungen

$$L_m = M = k \sqrt{L_1 L_2} \quad (44)$$

$$L_a = L_1 - M = L_1 - k \sqrt{L_1 L_2} \quad (45)$$

$$L_b = L_2 - M = L_2 - k \sqrt{L_1 L_2} \quad (46)$$

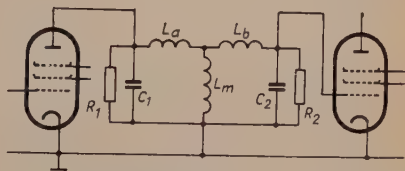


Abb. 6. Verstärkerstufe mit einem zweikreisigen Bandfilter mit induktiver Querkopplung

Daraus ist zu erkennen, daß mit zunehmendem Kopplungsfaktor  $k$  die Querinduktivität größere, die Längsinduktivitäten kleine Werte erhalten.

Zur Bestimmung der Dimensionierung eines Bandfilters mit induktiver Querkopplung sind also mit Hilfe der Formeln und Kurvenscharen, die für das magnetisch gekoppelte Filter gelten, zunächst die einzelnen Größen zu ermitteln und anschließend die Umrechnung der Induktivitäten nach (44) bis (46) vorzunehmen. Dabei kann das Bandfilter eine symmetrische oder extrem unsymmetrische Bedämpfung haben. Für das Bandfilter mit induktiver Querkopplung gelten die gleichen Formeln und Kurvenscharen wie für das magnetisch gekoppelte Filter. Im Betrag der Verstärkung, in der Amplituden- und Gruppenlaufzeitcharakteristik bestehen keine Unterschiede.

Die Abstimmung der beiden Schwingkreise des Filters erfolgt in der gleichen Weise wie beim magnetisch gekoppelten Filter, d. h. entweder bei der Resonanzfrequenz (Leerlauf des anderen Kreises) oder bei der Abstimmfrequenz (mit Kurzschluß des anderen Kreises). Die Resonanzfrequenzen sind nach (4) und (44) bis (46)

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{C_1 (L_m + L_a)}} = \frac{1}{\sqrt{C_1 L_1}} \quad (47a)$$

bzw.

$$\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{C_2 (L_m + L_b)}} = \frac{1}{\sqrt{C_2 L_2}} \quad (47b)$$



und die Abstimmfrequenzen

$$\omega_{01} = \frac{1}{\sqrt{C_1 (L_a + L_m \parallel L_b)}} = \frac{1}{\sqrt{C_1 L_1 (1 - k^2)}} = \omega_1 \frac{1}{\sqrt{1 - k^2}} \quad (48a)$$

bzw.

$$\omega_{02} = \frac{1}{\sqrt{C_2 (L_b + L_m \parallel L_a)}} = \frac{1}{\sqrt{C_2 L_2 (1 - k^2)}} = \omega_2 \frac{1}{\sqrt{1 - k^2}} \quad (48b)$$

Es zeigt sich, daß in der Abstimmung keine Unterschiede gegenüber dem magnetisch gekoppelten Filter bestehen.

Der Vorteil der Kopplung über ein Querglied liegt darin, daß es möglich ist, Bandfilter mit sehr großen Kopplungsfaktoren, d. h. sehr großen relativen Bandbreiten herzustellen. Auch ist die Größe des Kopplungsfaktors durch die Dimensionierung der drei Induktivitäten rein rechnerisch zu bestimmen und läßt sich dadurch genau einstellen, während er bei der magnetischen Kopplung vom mechanischen Aufbau abhängt.

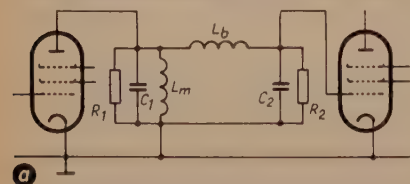
#### 4.2 Mit einem Längsglied (Sonderfall)

Bei stark unsymmetrischer Dimensionierung (z. B. größeren Differenzen zwischen  $C_1$  und  $C_2$  oder  $R_1$  und  $R_2$ ) der beiden Schwingkreise des Bandfilters und großer relativer Bandbreite, d. h. großem Kopplungsfaktor, wird nach (45) und (46) die Längsinduktivität  $L_a$  bzw.  $L_b$  sehr klein und kann sogar negativ werden. Negative Induktivitäten sind durch Schaltungselemente nicht herstellbar, und somit ist die Grenze für die Dimensionierung bei großen Kopplungsfaktoren durch  $L_a = 0$  bzw.  $L_b = 0$  gegeben. Es entsteht dann eine Schaltung nach Abb. 7. Sobald  $L_a = 0$  wird, muß nach (45)

$$L_a = L_1 - k \sqrt{L_1 L_2} = 0$$

und der Kopplungsfaktor  $k = \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \quad (49)$

sein. Damit ergeben sich für  $L_m$  und  $L_b$  die einfachen Beziehungen



$$L_m = L_1 \quad (50)$$

$$L_b = L_2 - L_1 \quad (51)$$

Ist  $L_b = 0$ , so gelten nach (46) mit

$$L_b = L_2 - k \sqrt{L_1 L_2} = 0$$

für den Kopplungsfaktor

$$k = \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} \quad (52)$$

und für  $L_m$  und  $L_a$

$$L_m = L_2 \quad (53)$$

$$L_a = L_1 - L_2 \quad (54)$$

Abb. 7. Verstärkerstufe mit Bandfilter wie in Abb. 6, jedoch nur mit einer Längsinduktivität  
a)  $L_a = 0$  b)  $L_b = 0$

Wie man leicht nachprüfen kann, bestehen für die Resonanzfrequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_2$  sowie für die Abstimmfrequenzen  $\omega_{01}$  und  $\omega_{02}$  die gleichen Beziehungen wie beim magnetisch gekoppelten Bandfilter nach (4) und (5). Das geht auch aus (47) und (48) hervor, wenn dort  $L_a$  bzw.  $L_b$  gleich Null gesetzt werden. Die frequenzmäßige Abstimmung der beiden Schwingkreise des Filters erfolgt demnach in genau der gleichen Weise wie beim magnetisch gekoppelten Filter mit Hilfe der Resonanzfrequenzen und jeweiligem Leerlauf des anderen Kreises oder mit der Abstimmfrequenz und jeweiligem Kurzschluß des anderen Kreises.

In der Praxis tritt oft der Fall auf, daß bei Bandfiltern mit großer relativer Bandbreite und erheblichen Unterschieden in den Kapazitäten oder Dämpfungswiderständen die eine der beiden Längsinduktivitäten sehr kleine Werte erhält, die bei höheren Frequenzen nur schwer realisierbar sind. Hier ist es dann zweckmäßig, die Dimensionierung so vorzunehmen, daß diese kleine Längsinduktivität in Wegfall kommt und das Filter nur mit einem Längsglied aufgebaut wird. Um das zu erreichen, muß ein ganz bestimmtes Verhältnis der Kapazitäten der beiden Schwingkreise hergestellt werden. Dieses Kapazitätsverhältnis ist bei symmetrisch bedämpften Filtern anders als bei extrem unsymmetrisch bedämpften.

#### 4.2.1 Symmetrische Bedämpfung $d_1 = d_2 = d$

Nach (4), (8) und (17) entsteht aus (49) und (52) für  $L_a = 0$  bei transistionaler Kopplung die Beziehung

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{1}{k^2} = \frac{1 + d^2}{d^2} \quad (55)$$

und für  $L_b = 0$

$$\frac{C_1}{C_2} = k^2 = \frac{d^2}{1 + d^2} \quad (56)$$

Da zwischen transitionalem Kopplungsfaktor  $k$  und der relativen Bandbreite  $b$  nach (18), (28), (29), (30) und (33) Beziehungen bestehen, kann das Verhältnis  $C_1/C_2$  auch in Abhängigkeit von  $b$  angegeben werden, wie Abb. 8 zeigt. Praktisch ausnutzbar ist nur der schraffierte Bereich, der bis zu den Grenzlinsen mit  $L_a = 0$  bzw.  $L_b = 0$  reicht. Außerhalb der Schraffur würden negative Längsinduktivitäten auftreten. Soll also  $L_a = 0$  bzw.  $L_b = 0$  sein, dann ist ein Kapazitätsverhältnis zu wählen, welches den durch die Kurvenzüge gegebenen Werten entspricht.

Der eine der beiden Kapazitätswerte ist in der Praxis vorgegeben, der andere ist dann durch das Kapazitätsverhältnis bestimmt. Die erforderlichen Dämpfungswiderstände  $R_1$  und  $R_2$  sind aus dem Dämpfungsfaktor  $d$  und der gegebenen sowie der ermittelten Kapazität  $C_1$  bzw.  $C_2$  zu errechnen. Die erforderlichen Induktivitäten werden dann ebenfalls mit diesen Kapazitätswerten nach (50) und (51) bzw. (53) und (54) mit den Resonanzfrequenzen  $\omega_1 = \omega_2 = \omega_r$  bestimmt.

#### 4.2.2 Extrem unsymmetrische Bedämpfung

##### 4.2.2.1 $d_1 = 0$

Bei den Bandfiltern mit extrem unsymmetrischer Bedämpfung gelten ebenfalls (49) und (52). Die Resonanzfrequenzen der beiden Schwingkreise des Bandfilters sind einander nicht gleich, wie aus (39) und (40) hervorgeht. Es besteht demnach für  $L_a = 0$  die Gleichung

$$\frac{C_1'}{C_2'} = \frac{1 + k^2}{k^2} = \frac{(1 + 2d^2)^2}{2d^2(1 + d^2)} \quad (57)$$

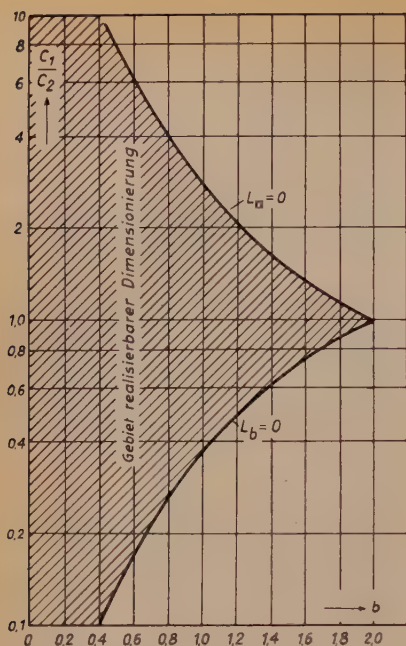


Abb. 8. Kapazitätsverhältnis  $C_1/C_2$  eines zweikreisigen Bandfilters bei symmetrischer Bedämpfung mit  $d_1 = d_2 = d$  mit den Dimensionierungsgrenzen  $L_a = 0$  und  $L_b = 0$  in Abhängigkeit von der Bandbreite  $b$  des Filters

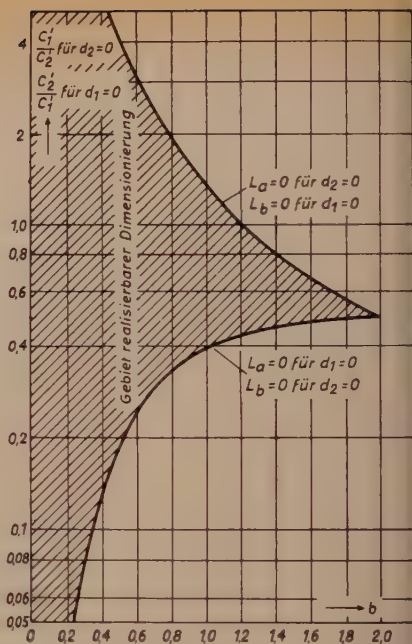


Abb. 9. Das Kapazitätsverhältnis  $C_2'/C_1'$  bzw.  $C_1'/C_2'$  des zweikreisigen Bandfilters bei extrem unsymmetrischer Bedämpfung mit  $d_1 = 0$  bzw.  $d_2 = 0$  mit den Dimensionierungsgrenzen  $L_a = 0$  und  $L_b = 0$  in Abhängigkeit von  $b$

und mit (17) und (41) wird das Kapazitätsverhältnis bei transistionaler Kopplung

$$\frac{C_1'}{C_2'} = \frac{2(2 + d_2'^2)^2}{d_2'^2(4 + d_2'^2)} \quad (58)$$

Für  $L_b = 0$  ist

$$\frac{C_1'}{C_2'} = k'^2(1 + k^2) = \frac{2d^2}{1 + d^2} \quad (59)$$

und damit

$$\frac{C_1'}{C_2'} = \frac{2d_2'^2}{4 + d_2'^2} \quad (60)$$

#### 4.2.2.2 $d_2 = 0$

Für  $L_a = 0$  ist nach (39) und (40) unter Vertauschung der Indizes 1 und 2 und nach (49)

$$\frac{C_1'}{C_2'} = \frac{1}{k'^2(1 + k^2)} \quad (61)$$

und es ergibt sich für  $C_1'/C_2'$  der reziproke Wert von (60), wobei  $d_1'$  an Stelle von  $d_2'$  zu setzen ist.



Für  $L_b = 0$  wird

$$\frac{C_1'}{C_2'} = \frac{k'^2}{1 + k^2} \quad (62)$$

und für  $C_1'/C_2'$  erhält man den reziproken Wert von (58), wobei jedoch  $d_1'$  an Stelle von  $d_2'$  tritt.

In Abb. 9 ist das Verhältnis  $C_1'/C_2'$  in Abhängigkeit von der relativen Bandbreite  $b$  grafisch dargestellt. Die Kurven ergeben sich aus (58) und (60), wobei nur an Stelle des Dämpfungsfaktors  $d_1'$  bzw.  $d_2'$  die von ihm abhängige Bandbreite  $b$  eingesetzt worden ist.

Extrem unsymmetrische Bandfilter werden oft benutzt, wenn der Eingang oder Ausgang einer Verstärkerstufe auf einen niederohmigen Widerstand arbeiten muß, z. B. bei Kabelanschlußstufen [3]. Soll  $L_a$  bzw.  $L_b = 0$  werden, dann muß  $C_1'/C_2'$  nach Abb. 9 einen bestimmten Wert haben. Da in diesem Fall  $R_1$  bzw.  $R_2$  vorgegeben sind, bestehen zwei Möglichkeiten. Entweder wird eine bestimmte relative Bandbreite  $b$  festgelegt; dann ergeben sich die bestimmten Dämpfungsfaktoren  $d_1'$  bzw.  $d_2'$ . Die Kapazitäten  $C_1'$  bzw.  $C_2'$  sind dann durch  $\omega_1'$ ,  $R_1$ ,  $d_1'$  bzw.  $\omega_2'$ ,  $R_2$ ,  $d_2'$  festgelegt. Zur Einhaltung des Kapazitätsverhältnisses kann es gegebenenfalls erforderlich sein, beide Kapazitäten zusätzlich zu vergrößern. Im anderen Fall wird nur die Kapazität auf der Seite vergrößert, auf welcher die Längsinduktivität verschwinden soll. In diesem Fall wird  $C_1'/C_2'$  gewählt, und unter Verwendung der Kurven von Abb. 5 und 9 der dazugehörige Dämpfungs- und Kopplungsfaktor bestimmt. Daraus ergibt sich die Bandbreite.

## Zusammenfassung

Es werden die Beziehungen für den Betrag der Verstärkung und die Gruppenlaufzeit einer Verstärkerstufe mit einem zweikreisigen, transitional gekoppelten Bandfilter abgeleitet, die nicht nur für relativ geringe Bandbreiten gültig sind, sondern auch bei extrem großen zu richtigen Ergebnissen führen. Zunächst wird der Fall der symmetrischen Bedämpfung behandelt und daraus die Umrechnungsformeln für das extrem unsymmetrisch bedämpfte Filter abgeleitet. Die nach den ermittelten Gleichungen für einige Dimensionierungsbeispiele errechneten Charakteristiken werden gebracht. Ferner sind die erforderlichen Gleichungen angegeben, mit denen die Umrechnung von einem magnetisch gekoppelten Bandfilter auf ein solches mit induktiver Querkopplung erfolgt. Das Bandfilter mit Querkopplung und einem induktiven Längsglied wird erläutert. Mit Hilfe einiger Diagramme kann die Bestimmung der für die Dimensionierung eines Bandfilters notwendigen Größen erfolgen.

## Schrifttum

- [1] W. Mansfeld: „Verstärker mit symmetrisch und unsymmetrisch bedämpften zweikreisigen Bandfiltern“, FUNK UND TON Bd. 8 [1954], H. 4, S. 187.
- [2] R. Feldtkeller: „Einführung in die Theorie der Hochfrequenz-Bandfilter“, Verlag S. Hirzel, Stuttgart, 1953.
- [3] H. Behling: „Eingangsschaltung und ZF-Verstärker einer 24-Kanal-Anlage mit Impulsphasenmodulation“, FTZ Bd. 5 [1952], H. 11, S. 502.
- [4] H. Behling: „Dimensionierung von Breitbandverstärkern“, Frequenz Bd. 5 [1951], H. 8, S. 209, und H. 9, S. 246.
- [5] C. Rint: „HANDBUCH FÜR HOCHFREQUENZ- UND ELEKTRO-TECHNIKER“ I. und II. Band.

# Die Verzerrung beliebiger Kurven durch Resonanzglieder

Mitteilung aus dem Physiologischen Institut der Freien Universität Berlin  
(Direktor Prof. Dr. M. H. Fischer)

Die Verzerrung beliebig geformter Kurven durch  $RC$ -Glieder wurde an dieser Stelle bereits behandelt [1]. Häufig benutzt man jedoch  $RC$ -Glieder, die durch eine Selbstinduktion kompensiert sind, wie z. B. beim Fernsehen. Auch für andere Anwendungsgebiete (Aufzeichnung von biologischen oder Tönfrequenz-Spannungen) könnten diese kompensierten Glieder von Vorteil sein.

Wenn man zur Registrierung statt des Katodenstrahl-Oszillografen ein Anzeigergerät benutzt, das auf dem elektrodynamischen Prinzip beruht (z. B. einen Schleifen-Oszillograf), so ist mit ähnlichen Differentialgleichungen zu rechnen, wie sie hier zugrundegelegt [2] und gelöst sind.

Für rechteckige Spannungssöße haben z. B. Eckelmann [3], Kerkhof und Werner [4] sowie Vetzner [5] die Verzerrungen berechnet; hier wird die Erweiterung auf beliebige Kurven gezeigt.

Für Resonanzkreise nach Abb. 1 gelten nach Kerkhof und Werner die Gleichungen

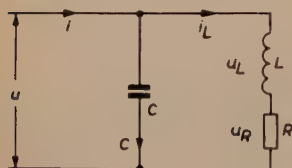


Abb. 1. Resonanzglied, gespeist durch Stromquelle mit hohem Innenwiderstand

$$i_C = i - i_L \quad (1)$$

$$L \frac{di_L}{dt} + i_L \cdot R = \frac{1}{C} \int i_C dt \quad (2)$$

Daraus folgt durch Differentiation

$$L \frac{d^2 i_L}{dt^2} + R \frac{di_L}{dt} = \frac{i_C}{C} \quad (2a)$$

Aus (1) und (2a) erhält man nach Umformung und Erweiterung mit  $R$

$$LC \frac{d^2 i_L \cdot R}{dt^2} + RC \frac{di_L \cdot R}{dt} + i_L \cdot R = i \cdot R = y \quad (3)$$

$y$  ist die unverzerrte Spannung, die an einem rein ohmschen Widerstand entstehen würde. (3) schreibt man besser in der folgenden Form

$$Q^2 \tau^2 \cdot \frac{d^2 u_R}{dt^2} + \tau \frac{du_R}{dt} + u_R = y \quad (3a)$$

mit  $Q^2 = \frac{L}{R^2 C}$  und  $\tau = RC$ .

Die Spannung ist im allgemeinen Fall eine beliebige Funktion der Zeit  $t$ ; sie läßt sich in einem verhältnismäßig kleinen Bereich durch eine Potenzreihe genau genug annähern. Wenn die Funktion bereits durch reine  $RC$ -Glieder verzerrt ist, so können noch  $e$ -Funktionen auftreten (Zeitkonstanten  $T_K$  und  $T_L$ ).

Dann wird

$$y = Y_0 + A_0 t + B_0 t^2 + C_0 t^3 + \dots + G_0 t^{n-2} + H_0 t^{n-1} + I_0 t^n + K_0 \cdot e^{-\frac{t}{T_K}} + L_0 \cdot e^{-\frac{t}{T_L}} \quad (3b)$$

Die Lösung der Differentialgleichung (3a, b) lautet für  $Q \neq 0,5$

$$u_R = [c_1 \cdot e^{p_1 t} + c_2 \cdot e^{p_2 t}] + Y + A t + B t^2 + C t^3 + \dots + G t^{n-2} + H t^{n-1} + I t^n + K \cdot e^{-\frac{t}{T_K}} + L \cdot e^{-\frac{t}{T_L}}$$

$$p_{1,2} = -b (1 \pm \sqrt{1 - 4Q^2}) \quad b = \frac{R}{2L} = \frac{1}{2Q^2 \tau} \quad (4)$$

$$Y = Y_0 - \tau A - 1 \cdot 2 Q^2 \tau^2 B$$

$$A = A_0 - 2 \tau B - 2 \cdot 3 Q^2 \tau^2 C$$

$$B = B_0 - 3 \tau C - 3 \cdot 4 Q^2 \tau^2 D$$

.....

$$G = G_0 - (n-1) \tau H - n(n-1) Q^2 \tau^2 I_0$$

$$H = H_0 - n \tau I_0$$

$$I = I_0$$

$$K = \frac{K_0}{1 - \frac{\tau}{T_K} + \left(\frac{Q \tau}{T_K}\right)^2}$$

$$L = \frac{L_0}{1 - \frac{\tau}{T_L} + \left(\frac{Q \tau}{T_L}\right)^2}$$

$c_1$  und  $c_2$  lassen sich aus den Anfangsbedingungen für  $t=0$  bestimmen, siehe (9) und (10) auf der folgenden Seite.

Für  $Q < 0,5$  (ungenügende Kompensation) gilt die obengenannte Gleichung.

Für  $Q = 0,5$  (aperiodischer Grenzfall) gehen die ersten beiden Glieder über in

$$\left[ (c_1 + c_2 t) \cdot e^{-\frac{2t}{\tau}} \right] \quad (5)$$

Für  $Q > 0,5$  (Überkompensation mit gedämpften Schwingungen) schreibt man sie am besten in der Form  $[(c_1 \cos \omega t + c_2 \sin \omega t) \cdot e^{-bt}]$

$$\omega = b q \quad q = \sqrt{4Q^2 - 1} \quad (6)$$

Bei  $Q = 0,6$  tritt bei einem Rechteckstoß ein Überschwingen von nur 1,27 % auf; dieses ist also kaum zu merken. Für diese Überkompensation ist auch die Verzögerung für einen weiten Frequenzbereich fast konstant. Bei  $Q = 0,707$  tritt bei einem Rechteckimpuls ein Überschwingen von 6,7 % auf; das ist ein Wert, der für eine Einzelstufe häufig noch zulässig ist. Bei zwei Stufen mit  $Q = 0,707$  beträgt das Durchschwingen nach Kerkhof und Werner auch nur etwa 10 %. Bei vielen Kurvenformen, wie bei biologischen Potentialen, die weniger steil verlaufen, werden die Verzerrungen in diesen Fällen nur gering. Lepeschkin spricht von günstigen Verhältnissen für das Elektro-Kardiogramm bei 5 % Überschwingen [6].



Um komplizierte Gleichungen möglichst zu vermeiden, werden der allgemeine Fall für beliebige Werte von  $Q$  nur kurz, für  $Q=0,5$  (aperiodischer Grenzfall) und für schwache bis mäßige Überkompensation mit  $Q = 0,6 \dots 0,707$  dagegen ausführlich behandelt. Der Fall  $Q < 0,5$  sei hier nicht näher betrachtet; denn er stellt eine ungenügende Kompensation dar und interessiert daher meist weniger.

Eine Gleichung zur Bestimmung der Konstanten  $c_1$  und  $c_2$  bietet die Bedingung, daß zur Zeit  $t = 0$  die Spannung  $u_R = u_{R0}$  ist. Aus  $u_R$  nach (4) läßt sich die verzerrte Spannung  $u = u_L + u_R$  errechnen.

$$u = \frac{L}{R} \cdot \frac{d u_R}{d t} + u_R = Q^2 \tau \cdot \frac{d u_R}{d t} + u_R \quad (7)$$

Die Bedingung, daß zur Zeit  $t = 0$  auch  $u = u_0$  ist, ergibt die zweite Gleichung zur Bestimmung der Konstanten.

Für  $Q = 0,5$  wird

$$u = [0,25 \tau c_2 + 0,5 c_1 + 0,5 c_2 t] \cdot e^{-\frac{2t}{\tau}} + 0,25 \tau (A + 2 B t + 3 C t^2 + \dots) + Y + A t + B t^2 + \dots + K_1 \cdot e^{-\frac{t}{T_K}} + L_1 \cdot e^{-\frac{t}{T_L}} \quad (8)$$

mit

$$K_1 = K \left( 1 - \frac{\tau}{4 T_K} \right) \quad \text{und} \quad L_1 = L \left( 1 - \frac{\tau}{4 T_L} \right)$$

sowie

$$K = \frac{K_0}{\left( 1 - \frac{\tau}{2 T_K} \right)^2} \quad \text{und} \quad L = \frac{L_0}{\left( 1 - \frac{\tau}{2 T_L} \right)^2}$$

Über die Bedeutung der übrigen Größen siehe (4).

Aus  $t = 0$  und  $u_R = u_{R0}$  folgt

$$c_1 = u_{R0} - (Y + K + L) \quad (9)$$

Aus  $t = 0$  und  $u = u_0$  nach (8) wird

$$0,25 \tau c_2 + 0,5 c_1 = u_0 - (0,25 \tau A + Y + K_1 + L_1)$$

$$0,5 c_2 = \frac{1}{\tau} \left\{ 2 u_0 - [c_1 + 2 (Y + K_1 + L_1)] \right\} - 0,5 A$$

Durch Einsetzen von  $c_1$  nach (9) erhält man

$$0,5 c_2 = \frac{1}{\tau} \left\{ 2 u_0 - (u_{R0} + Y + 2 K_1 - K + 2 L_1 - L) \right\} - 0,5 A \quad (10)$$

worin

$$2 K_1 - K = K \left( 1 - \frac{\tau}{2 T_K} \right) \quad \text{und} \quad 2 L_1 - L = L \left( 1 - \frac{\tau}{2 T_L} \right)$$

Für  $Q > 0,5$  ergibt sich

$$u = (\alpha \cdot \cos \omega t + \beta \sin \omega t) \cdot e^{-bt} + Q^2 \tau (A + 2Bt + 3Ct^2 + \dots) + Y + At + Bt^2 + \dots + K_1 \cdot e^{-\frac{t}{T_K}} + L_1 \cdot e^{-\frac{t}{T_L}} \quad (11)$$

mit

$$\alpha = 0,5 (q c_3 + c_1), \quad \beta = 0,5 (c_3 - q c_1), \quad K_1 = K \left( 1 - Q^2 \frac{\tau}{T_K} \right), \quad L_1 = L \left( 1 - Q^2 \frac{\tau}{T_L} \right)$$

Für  $Q = 0,6$  ist  $q = 0,66332$  und für  $Q = 0,707$  ist  $q = 1$ .

Über die Bedeutung der übrigen Größen siehe (4) und (6).

Aus  $t = 0$  und  $u_R = u_{R0}$  folgt nach (4 und 6) wie bei  $Q = 0,5$  und (9)

$$c_1 = u_{R0} - (Y + K + L)$$

Aus  $t = 0$  und  $u = u_0$  ist nach (11)

$$c_3 = 1/q \cdot [2 u_0 - (u_{R0} + Y + 2 Q^2 \tau A + K_2 + L_2)] \quad (12)$$

$$\text{mit} \quad K_2 = K \left( 1 - \frac{2 Q^2 \tau}{T_K} \right) \quad \text{und} \quad L_2 = L \left( 1 - \frac{2 Q^2 \tau}{T_L} \right)$$

Der Wert für  $\alpha$  errechnet sich am einfachsten aus (11) für  $t = 0$ .

$$\alpha = u_0 - (Y + Q^2 \tau A + K_1 + L_1) \quad (13)$$

Aus  $c_1$  und  $c_3$  folgt

$$\beta = 1/q \cdot \left\{ u_0 - [2 Q^2 u_{R0} + (1 - 2 Q^2) Y + Q^2 \tau A + K_3 + L_3] \right\} \quad (14)$$

$$\text{mit} \quad K_3 = K \left[ 1 - Q^2 \left( 2 + \frac{\tau}{T_K} \right) \right] \quad \text{und} \quad L_3 = L \left[ 1 - Q^2 \left( 2 + \frac{\tau}{T_L} \right) \right]$$

$$\text{Für } Q = 0,707 \text{ wird} \quad K_3 = -\frac{K \tau}{2 T_K} \quad \text{und} \quad L_3 = -\frac{L \tau}{2 T_L}$$

Bei vielen praktischen Anwendungen lassen sich die Formeln wesentlich vereinfachen, wie aus dem Folgenden hervorgeht.

Wenn es zulässig ist, die Potenzreihe nach der 3. Potenz abubrechen, wird die Gleichung für die unverzerrte Spannung

$$y = Y_0 + A_0 t + B_0 t^2 + C_0 t^3 \quad (15)$$

Für  $Q = 0,5$  (aperiodischer Grenzfall) ist in diesem Falle die Spannung am Widerstand  $R$  nach (4, 5)

$$u_R = \left( u_{R0} - Y + d_2 \cdot \frac{2t}{\tau} \right) \cdot e^{-\frac{2t}{\tau}} + Y + At + Bt^2 + C_0 t^3 \quad (16)$$

$$d_2 = 2 u_0 - u_{R0} - Y - \tau A \quad (17)$$

$$Y = Y_0 - \tau A_1 \quad [\text{siehe (24)}] \quad (18)$$

$$A = A_0 - 2 \tau B_0 + 4,5 \tau^2 C_0 \quad (19)$$

$$B = B_0 - 3 \tau C_0 \quad (20)$$

Tab. 1. Verzerrung einfacher Kurven durch kompensierte RC-Glieder

n	Unverzerrte Kurve $y=Y_0+A_0 t+B_0 t^2$	bei Q 0.5
2	Parabel, wie oben	$u_R = \left[ u_{R0} - Y + d_2 \frac{2t}{\tau} \right] \cdot e^{-\frac{2t}{\tau}} + Y + A t + B_0 t^2$ $u = \left[ u_0 - Y_1 + d_2 \frac{t}{\tau} \right] \cdot e^{-\frac{2t}{\tau}} + Y_1 + A_1 t + B_0 t^2$ $Y = Y_0 - \tau A_0 + 1,5 \tau^2 B_0 \quad A = A_0 - 2 \tau B_0$ $d_2 = 2 u_0 - u_{R0} - Y_0 + 0,5 \tau (A_0 - \tau B_0)$ $Y_1 = Y_0 - 0,75 \tau A_0 + \tau^2 B_0 \quad A_1 = A_0 - 1,5 \tau B_0$ $d_2 \text{ wie oben}$
	Vgl. auch Lit. [1]	Diese Formeln vereinfachen
0	Waagerechte $y = Y_0$	$Y = Y_1 = Y_0 \quad d_2 = 2 u_0 - u_{R0} - Y_0 \quad A = A_1 = 0 \quad B_0 = 0$
	desgl. $u_0 = u_{R0} = 0; Y_0 = h$	$u_R = h \left[ 1 - \left( 1 + \frac{2t}{\tau} \right) e^{-\frac{2t}{\tau}} \right] \quad u = h \left[ 1 - \left( 1 + \frac{t}{\tau} \right) e^{-\frac{2t}{\tau}} \right] \quad u_L = h \cdot \frac{t}{\tau} \cdot e^{-\frac{2t}{\tau}}$
	Nulllinie $y = 0$	$Y = Y_1 = 0 \quad d_2 = 2 u_0 - u_{R0} \quad A = A_1 = 0 \quad B_0 = 0$
	desgl. $u_{R0} = 0$	$u_R = 4 u_0 \frac{t}{\tau} \cdot e^{-\frac{2t}{\tau}} \quad u = u_0 \left( 1 + \frac{2t}{\tau} \right) \cdot e^{-\frac{2t}{\tau}} \quad u_L = u_0 \left( 1 - \frac{2t}{\tau} \right) \cdot e^{-\frac{2t}{\tau}}$
1	Gerade $y = Y_0 + A_0 t$	$Y = Y_0 - \tau A_0 \quad d_2 = 2 u_0 - u_{R0} - Y_0 + 0,5 \tau A_0 \quad A = A_0 \quad B_0 = 0$ $Y_1 = Y_0 - 0,75 \tau A_0 \quad A_1 = A_0$
	desgl. $u_0 = u_{R0} - Y_0 = 0$ $A_0 = \frac{h}{b_1}$	$u_R = h \cdot \frac{\tau}{b_1} \cdot \left[ \left( 1 + \frac{t}{\tau} \right) \cdot e^{-\frac{2t}{\tau}} - 1 + \frac{t}{\tau} \right]$ $u = h \cdot \frac{\tau}{b_1} \cdot \left[ \left( 0,75 + 0,5 \frac{t}{\tau} \right) \cdot e^{-\frac{2t}{\tau}} - 0,75 + \frac{t}{\tau} \right]$
2	Parabelimpuls $u_0 = u_{R0} = Y_0 = 0$	$u_R = 4 h \frac{\tau}{b} \cdot \left[ \left\{ 1 + \frac{3\tau}{2b} + \left( 1 + \frac{\tau}{b} \right) \frac{t}{\tau} \right\} e^{-\frac{2t}{\tau}} - \left( 1 + \frac{3\tau}{2b} \right) + \left( 1 + \frac{2\tau}{b} \right) \frac{t}{\tau} - \frac{\tau}{b} \left( \frac{t}{\tau} \right)^2 \right]$ $u = h \frac{\tau}{b} \cdot \left[ \left\{ 3 + \frac{4\tau}{b} + \left( 1 + \frac{\tau}{b} \right) \frac{2t}{\tau} \right\} e^{-\frac{2t}{\tau}} - \left( 3 + \frac{4\tau}{b} \right) + \left( 2 + \frac{3\tau}{b} \right) \frac{t}{\tau} - \frac{\tau}{b} \left( \frac{2t}{\tau} \right)^2 \right]$
	$A_0 = \frac{4h}{b} \quad B_0 = -\frac{4h}{b^2}$	



bei  $Q = 0,707$ 

$$u_R = \left[ (u_{R0} - Y) \cos \frac{t}{\tau} + c_3 \sin \frac{t}{\tau} \right] e^{-\frac{t}{\tau}} + Y + A t + B_0 t^2$$

$$u = \left[ (u_0 - Y_1) \cos \frac{t}{\tau} + \beta \sin \frac{t}{\tau} \right] e^{-\frac{t}{\tau}} + Y_1 + A_1 t - B_0 t^2$$

$$Y = Y_0 - \tau A_0 + \tau^2 B_0$$

$$A = A_0 - 2 \tau B_0$$

$$c_3 = 2 u_0 - u_{R0} - Y_0 + \tau^2 B_0$$

$$Y_1 = Y_0 - 0,5 \tau A_0$$

$$A_1 = A_0 - \tau B_0$$

$$\beta = u_0 - u_{R0} - 0,5 \tau A_0 + \tau^2 B_0$$

sich für

$$Y = Y_1 = Y_0 \quad c_3 = 2 u_0 - u_{R0} - Y_0 \quad \beta = u_0 - u_{R0} \quad A = A_1 = B_0 = 0$$

$$u_R = h \left[ 1 - 1,4142 \left\{ \cos \left( \frac{t}{\tau} - \frac{\pi}{4} \right) \right\} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \right] \quad u = h \left[ 1 - \left( \cos \frac{t}{\tau} \right) e^{-\frac{t}{\tau}} \right] \quad u_L = h \left( \sin \frac{t}{\tau} \right) e^{-\frac{t}{\tau}}$$

$$Y = Y_1 = 0 \quad c_3 = 2 u_0 = u_{R0} \quad \beta = u_0 - u_{R0} \quad A = A_1 = B_0 = 0$$

$$u_R = 2 u_0 \left( \sin \frac{t}{\tau} \right) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad u = \left[ 1,4142 u_0 \cos \left( \frac{t}{\tau} - \frac{\pi}{4} \right) \right] e^{-\frac{t}{\tau}} \quad u_L = \left[ 1,4142 u_0 \cos \left( \frac{t}{\tau} + \frac{\pi}{4} \right) \right] e^{-\frac{t}{\tau}}$$

$$Y = Y_0 - \tau A_0 \quad c_3 = 2 u_0 - u_{R0} - Y_0 \quad A = A_0 \quad B_0 = 0$$

$$Y_1 = Y_0 - 0,5 \tau A_0 \quad \beta = u_0 - u_{R0} - 0,5 \tau A_0 \quad A_1 = A_0$$

$$u_R = h \cdot \frac{\tau}{b_1} \cdot \left[ \left( \cos \frac{t}{\tau} \right) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} - 1 + \frac{t}{\tau} \right]$$

$$u = h \cdot \frac{\tau}{b_1} \cdot \left[ \left\{ 0,70711 \cos \left( \frac{t}{\tau} + \frac{\pi}{4} \right) \right\} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} - 0,5 + \frac{t}{\tau} \right]$$

$$u_R = 4 h \cdot \frac{\tau}{b} \cdot \left[ \left\{ \left( 1 + \frac{\tau}{b} \right) \cos \frac{t}{\tau} - \frac{\tau}{b} \sin \frac{t}{\tau} \right\} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} - \left( 1 + \frac{\tau}{b} \right) + \left( 1 + \frac{2\tau}{b} \right) \frac{t}{\tau} - \frac{\tau}{b} \cdot \left( \frac{t}{\tau} \right)^2 \right]$$

$$u = 2 h \cdot \frac{\tau}{b} \cdot \left[ \left\{ \left( \cos \frac{t}{\tau} - \left( 1 + \frac{2\tau}{b} \right) \sin \frac{t}{\tau} \right) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} - 1 + \left( 1 + \frac{\tau}{b} \right) \frac{2t}{\tau} - \frac{2\tau}{b} \cdot \left( \frac{t}{\tau} \right)^2 \right\} \right]$$

Entsprechend wird die verzerrte Spannung

$$u = \left( \alpha + d_2 \cdot \frac{t}{\tau} \right) \cdot e^{-\frac{2t}{\tau}} + Y_1 + A_1 t + B_1 t^2 + C_0 t^3 \quad (21)$$

$$\alpha = u_0 - Y_1 \quad (22)$$

$$Y_1 = Y_0 + 0,25 \tau A \quad (23)$$

$$A_1 = A + 0,5 \tau B \quad (24)$$

$$B_1 = B_0 - 2,25 \tau C_0 \quad (25)$$

Ferner gilt nach (4, 6) für  $Q > 0,5$  (Überkompensation)

$$u_R = [(u_{R0} - Y) \cos \omega t + c_3 \sin \omega t] \cdot e^{-bt} + Y + A t + B t^2 + C_0 t^3 \quad (16a)$$

$$\omega = q b \quad q = \sqrt{4 Q^2 - 1} \quad b = \frac{1}{2 Q^2 \tau} \quad (26a, b, c)$$

$$c_3 = \frac{1}{q} [2 u_0 - u_{R0} - Y - 2 Q^2 \tau A] \quad (17a)$$

$$Y = Y_0 - \tau A_1 \quad [\text{siehe (24a)}] \quad (18a)$$

$$\delta = 1 - Q^2 \quad A = A_0 - 2 \tau B_0 + 6 \delta \tau^2 C_0 \quad (19a, b)$$

$$B = B_0 - 3 \tau C_0 \quad (20a)$$

Die verzerrte Spannung errechnet sich wie folgt

$$u = [\alpha \cos \omega t + \beta \sin \omega t] \cdot e^{-bt} + Y_1 + A_1 t + B_1 t^2 + C_0 t^3 \quad (21a)$$

$$\alpha = u_0 - Y_1 \quad (22a)$$

$[\omega, b, q \text{ nach (26a—c)}]$

$$\beta = \frac{1}{q} [u_0 - 2 Q^2 \cdot u_{R0} - \gamma Y - Q^2 \tau A] \quad \text{mit } \gamma = 1 - 2 Q^2 \quad (27a, b)$$

$$Y_1 = Y + Q^2 \tau A \quad (23a)$$

$$A_1 = A + 2 Q^2 \tau B \quad (24a)$$

$$\delta = 1 - Q^2 \quad B_1 = B_0 - 3 \delta \tau C_0 \quad (25a)$$

Der Klammerwert in (21a) kann auch in der Form

$$\left[ \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} \cos \left( \omega t - \arctan \frac{\alpha}{\beta} \right) \right]$$

geschrieben werden.

Für  $Q = 0,6$  wird  $\omega = 0,92128/\tau$   $b = 1,38889/\tau$

in (17a)  $c_3 = 1,50755 [2 u_0 - (u_{R0} + Y + 0,72 \tau A)]$

$Y = Y_0 - \tau A_1$  [siehe (24a)]

$A = A_0 - 2 \tau B_0 + 3,84 \tau^2 C_0$

$B = B_0 - 3 \tau C_0$

in (21a)  $\beta = 1,50755 [u_0 - (0,72 u_{R0} + 0,28 Y + 0,36 \tau A)]$

$Y_1 = Y + 0,36 \tau A$

$A_1 = A + 0,72 \tau B$  (24a)

$B_1 = B_0 - 1,92 \tau C_0$

Für  $Q = 0,707$  wird  $w = b = \frac{1}{\tau}$

$$\text{in (17a)} \quad c_3 = 2 u_0 - (u_{R0} + Y + \tau A) \\ Y = Y_0 - \tau A_1 \quad [\text{siehe (24a)}]$$

$$A = A_0 - 2 \tau B_0 + 3 \tau^2 C_0$$

$$B = B_0 - 3 \tau C_0$$

in (21a)

$$\beta = u_0 - (u_{R0} + 0,5 \tau A)$$

$$Y_1 = Y + 0,5 \tau A$$

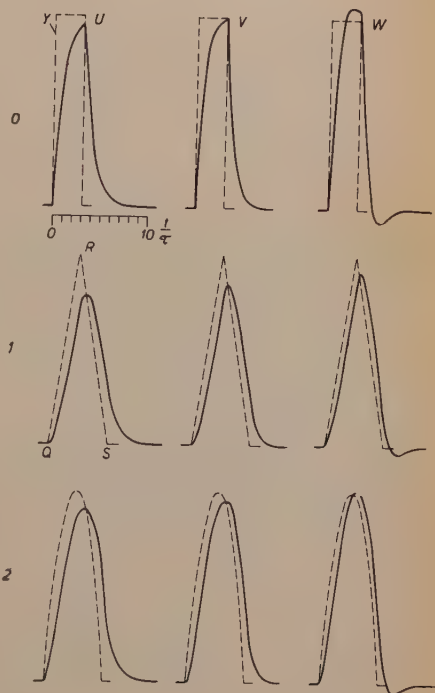
$$A_1 = A_0 - \tau B_0 \quad (24a)$$

$$B_1 = B_0 - 1,5 \tau C_0$$

Aus den Gleichungen (1b) bis (27b) folgen für einfache Kurven die Formeln der Tabelle 1.

In Abb. 2 sind die Verzerrungen für Rechteck-, Dreieck- und Parabelimpulse aufgezeichnet. Das Überspringen bei mäßiger Überkompensation ( $Q = 0,707$ ) macht sich bei spitzeren Kurven, wie Dreieck und Parabel, im allgemeinen viel weniger bemerkbar als beim Rechteck; jedoch bleibt immer eine negative Schwingung nach dem Impuls. Durch RC-Glieder mit Serienkondensator kann diese noch verstärkt werden, so daß beispielsweise beim Elektro-Kardiogramm eine „S“-Zacke vorgetäuscht werden kann.

Abb. 2. Verzerrung von Einzelimpulsen durch RC-Glieder mit Parallelkondensator (Zeitkonstante  $\tau$ ) (--- unverzerrte Kurve, — verzerrte Kurve) 0 = Rechteck-, 1 = symmetr. Dreieck-, 2 = Parabel-Impuls; U: reines RC-Glied, V: mit Parallelkompensation; Q = 0,5; W: überkompensiert, dabei Q = 0,707



## Schrifttum

- [1] E. William: Die Verzerrung beliebig geformter Kurven durch RC-Glieder. FUNK UND TON Bd. 8 [1954] H. 1, S. 30 ... 46 und H. 2, S. 87 ... 98.
- [2] W. Schwerdtfeger: Elektrische Meßtechnik, Teil 1: Gleichstrommeßtechnik. [1949], S. 190 ... 191.
- [3] H. Eckelmann: Die dynamische Untersuchung von Vierpolen mit dem Philips'-Rechteck-generator. Industrie-Elektronik Bd. 2 [Juni 1954], S. 10 ... 15.
- [4] F. Kerckhof und W. Werner: Fernsehen. Philips' Technische Bibliothek Eindhoven [1951].
- [5] V. Vetzler: Der Zusammenhang zwischen Zeitfunktion und Frequenzfunktion nebst praktischen Beispielen zur Bestimmung des Einschwingvorganges in linearen Übertragungssystemen. A.E.U. Bd. 8 [1954], S. 163 ... 172.
- [6] E. Lepeschkin: Das Elektrokardiogramm. Dresden und Leipzig [1947].



# Sichtbarmachung von magnetischen Schallaufzeichnungen<sup>1)</sup>

*Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung  
der Technischen Universität Berlin*

Mit der Einführung der magnetischen Schallaufzeichnung auf Draht und Band erschien es reizvoll, die aufgezeichneten Tonspuren auch sichtbar zu machen. Naheliegend war die bisher übliche Methode zur Sichtbarmachung magnetischer Feldlinien durch Eisenpulver. So entstanden bereits 1932 durch *H o r m a n n* [1], sowie *M e y e r* und *S c h ü l l e r* [2], Feldlinienbilder von Aufzeichnungen auf Draht. Naturgemäß konnte das verhältnismäßig grobe Eisenpulver nur bei langwelligen Aufzeichnungen brauchbare Ergebnisse liefern. Durch ein verfeinertes Verfahren gelang es aber bereits 1941 *H e i d e n w o l f* [3], Schallaufzeichnungen auf Draht bis zu Wellenlängen von etwa  $75\text{ }\mu\text{m}$  sichtbar zu machen und fotografisch festzuhalten. Heidenwolf benutzte hierbei eine Emulsion von feinstgekörntem Eisenpulver und Glycerin oder Paraffinöl mit einem Mischungsverhältnis von 300 Volumteilen Flüssigkeit zu einem Volumteil Eisenpulver. Durch Ausschwemmen des vorher auf einer Kolloidmühle zerkleinerten Eisenpulvers gelang es, Eisenpartikelchen mit einem Korndurchmesser von weniger als  $0,2\text{ }\mu\text{m}$  auszusortieren.

Die Sichtbarmachung der Schallaufzeichnungen erfolgte durch Aufbringen eines Tropfens der gut durchmischten Emulsion auf den modulierten Stahldraht. Hierbei ergab aber ein bloßes Absetzenlassen des Eisenpulvers am Draht nur bei voll austesteuerten Spezialdrähten hoher Koerzitivkraft ein brauchbares Bild. Bei Drähten geringerer Koerzitivkraft reichten jedoch die von der Drahtoberfläche ausgehenden Magnetfelder nur aus, Pulverteilchen in unmittelbarer Drahtnähe festzuhalten. Durch Einwirken von Wärmestrahlen auf den Draht konnte Heidenwolf die Empfindlichkeit des Verfahrens wesentlich erhöhen. Das durch die verschiedene Wärmeabsorption des Drahtes und der Flüssigkeit hervorgerufene Temperaturgefälle bewirkt dabei eine Strömung, die die Eisenpartikelchen bis unmittelbar an die Drahtoberfläche heranzieht. Auf diese Weise konnte Heidenwolf bei einer Laufgeschwindigkeit von  $60\text{ cm/s}$  noch Aufzeichnungen von Frequenzen bis  $8000\text{ Hz}$  ( $\lambda = 75\text{ }\mu\text{m}$ ), bei denen das äußere magnetische Feld infolge innerer Entmagnetisierungsvorgänge bereits sehr geschwächt ist, fotografisch nachweisen.

Neuerdings [4] verwendet man zur Kenntlichmachung von Tonspuren Carbonyleisenpulver, das sich durch eine sehr hohe Anfangspermeabilität und eine kleine Koerzitivkraft auszeichnet.

Praktische Bedeutung hat das Verfahren der Sichtbarmachung zur Auffindung der Toneinsatzstellen auf Magnetbändern in Rundfunk- und Tonfilmstudios erlangt. Hierfür sind im Handel flüssige oder pastenförmige Emulsionen erhält-

---

<sup>1)</sup> Auszug aus einem Vortrag des Verfassers, gehalten am 1. 10. 1954 bei der Deutschen Kinotechn. Gesellschaft (DKG) in Berlin.

lich, die mit einem Pinsel auf die Magnetschicht aufgetragen und später wieder leicht entfernt werden können, ohne daß die aufgezeichnete Tonspur beeinträchtigt wird.

Einen noch nicht zu übersehenden Fortschritt bedeutet die Sichtbarmachung der Aufzeichnungen bei der Klärung des Mechanismus des Magnetisierungsvorganges der Bänder, der wegen der mathematisch nicht beherrschbaren Wechselbeziehungen zwischen dem erregenden Spaltfeld und der remanenten Magnetisierung auf theoretischem Wege wohl kaum zu lösen sein wird. [5, 6, 7, 8, 9]. Ein weiteres Anwendungsgebiet findet die Sichtbarmachung von Tonspuren bei der Bestimmung der Spaltwinkelstellung des Aufsprechkopfes zur Laufrichtung des Magnettonbandes. Hierbei werden Einstellgenauigkeiten von  $\pm 1$  Winkelminute gefordert [10]. Bei dem bisher bekannten Verfahren mit Eisenpulver ist selbst bei Verwendung von Eisenpulver feinsten Körnung die erreichbare Randschärfe für eine genaue Winkelbestimmung nicht fein genug. Außerdem werden Feinheiten der Aufzeichnungen durch Kettenbildung der hochpermeablen Eisenteilchen (Abb. 1 und 2) verdeckt<sup>2)</sup>. Daher lassen sich die mit diesem Verfahren durchgeführten Winkelbestimmungen von Tonspuren nur mit einer Meßunsicherheit von mehreren Minuten durchführen.

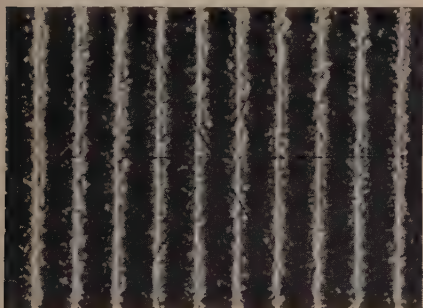


Abb. 1. Eine sichtbargemachte Magnettonspur mit Carbonyleisenpulver ( $f = 200$  Hz,  $v = 19$  cm/s)

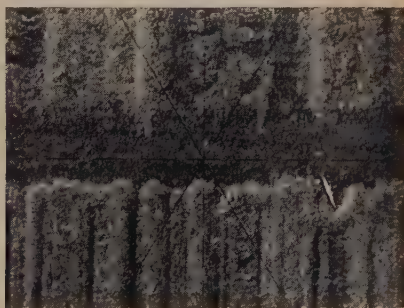


Abb. 2. Eine sichtbargemachte Musikaufzeichnung, Doppelspur auf 6,3 mm breitem Magnettonband

Ein sehr geeignetes Verfahren zur Sichtbarmachung der Tonspuren wird dadurch erhalten, daß an Stelle des Eisenpulvers die in der Bandschicht eingebetteten Magnetitteilchen selbst zur Sichtbarmachung verwendet werden. Man muß ihnen nur Gelegenheit geben, sich nach den durch den Aufsprechvorgang in der Bandschicht eingprägten Feldstärken, die naturgemäß wesentlich größer sind als die des äußeren Bandfeldes, auszurichten. Bei diesen Überlegungen ist die Lösung des Problems naheliegend, nämlich durch Erweichen der Magnetschicht. Die Sichtbarmachung geschieht dadurch, daß genau in den Nulldurchgängen des Magnetisierungsvorganges, bei denen sich also die Magnetisierungsrichtung umpolt, die Magnetschicht mehr oder weniger tiefe plastische Einschnürungen erleidet, die bis zu einem völligen Aufreißen der Magnetschicht führen können (Abb. 3). Die Erklärung hierfür ist einfach. Im Falle reiner Längsmagnetisierung stoßen an den Nulldurchgängen die Bandmagnetchen, deren Abmessung durch die halbe Wellenlänge des Aufzeichnungsvorganges gegeben ist, stets gleichpolig zusammen, also entweder zwei Nordpole oder zwei Süd-

<sup>2)</sup> Die Mikroaufnahmen wurden von Herrn Ing. Claus K r i e g e r, Berlin, hergestellt.

pole. Nach dem bekannten Gesetz, daß gleiche Pole sich abstoßen, streben also die jetzt frei beweglichen Magnetpartikelchen an den Nulldurchgängen auseinander, und es bleibt die erwähnte plastische Verformung der Magnetschicht übrig.

Auf diese Weise können Aufzeichnungen von Wellenlängen bis etwa  $25\text{ }\mu\text{m}$  sichtbar gemacht werden, entsprechend einer Frequenz von etwa  $7\cdots 8\text{ kHz}$  bei  $19\text{ cm/s}$  Bandgeschwindigkeit. Für die Sichtbarmachung höherer Frequenzen, bzw. kleinerer Wellenlängen, reichen die Feldkräfte nicht mehr aus, die Oberfläche der Bandschicht zu deformieren. Eine ganz wesentliche Steigerung des Auflösungsvermögens kann aber durch Verstärkung der geringen Feldkräfte mittels eines magnetischen Gleichfeldes, beispielsweise senkrecht zur Bandoberfläche, erreicht werden. Auf diese Weise konnten bereits Frequenzen bis über  $20\,000\text{ Hz}$  bei einer Bandgeschwindigkeit von  $19\text{ cm/s}$ , entsprechend einer Wellenlänge kleiner als  $10\text{ }\mu\text{m}$ , einwandfrei sichtbar gemacht und meßtechnisch ausgewertet werden. Bei Verwendung von Sprechköpfen mit extrem schmalen Spalten [11], die die Aufzeichnung von Wellenlängen bis zu etwa  $3\text{ }\mu\text{m}$  gestatten, dürften mit diesem Verfahren auch derartig kleine Wellenaufzeichnungen mikroskopisch nachweisbar sein.

Die Feinheit der hiermit erhaltenen Spaltbilder erlaubt es, Stoßstellen der Sprechkopflamellen sichtbar zu machen und Welligkeiten in der Spaltkante mit einer Meßunsicherheit von etwa  $1\text{ }\mu\text{m}$  nachzuweisen. Ferner können genaue Winkelmessungen des Spaltbildes zur Laufrichtung des Bandes durchgeführt werden. Die Meßunsicherheit ist hierbei weniger als  $\pm 1^\circ$ . Aus Winkelmessungen an verschiedenen Stellen des Bandes kann die Schwankung der Winkelstellung infolge Spieles in der Bandführung ermittelt werden. Durch Ausmessen der auf dem Schallträger aufgezeichneten Wellenlängen sind die absolute Bandgeschwindigkeit sowie Gleichlaufschwankungen mit einer Meßunsicherheit von weniger als  $0,1\%$  bestimmbar.

Die Überlagerung eines magnetischen Gleichfeldes gibt ferner Aufschluß über die Richtung der Magnetisierung des Tonbandes. So werden z. B. im Falle reiner Längsmagnetisierung die beiden aneinanderstoßenden Nordpolenden zweier Halbwellenmagnete bei Richtung des Gleichfeldes senkrecht zur Bandoberfläche dachförmig aus der Bandebene herausgehoben (Abb. 4), während die Südpole auf der Bandunterlage verharren. Auf diese Weise werden beispielsweise alle



Abb. 3. Sichtbargemachte Magnettonspur einer Sinusschwingung ( $f = 200\text{ Hz}$ ,  $v = 19\text{ cm/s}$ ) durch plastische Verformung der Magnetschicht



Abb. 4. Auslöschung der Nulldurchgänge einer  $\lambda/2$ -Aufzeichnung durch ein magnetisches Gleichfeld senkrecht zur Bandoberfläche ( $f = 200\text{ Hz}$ )





Abb. 5. Anhebung der  $\lambda/2$ -Aufzeichnungen gleicher Richtung (Längsmagnetisierung) durch ein Magnetfeld parallel zur Bandoberfläche



Abb. 6. Sichtbargemachtes Spaltbild eines Sprechkopfes mit völlig geradlinigen Spaltkanten bei einer sinusförmigen Schwingung von  $f = 3000$  Hz

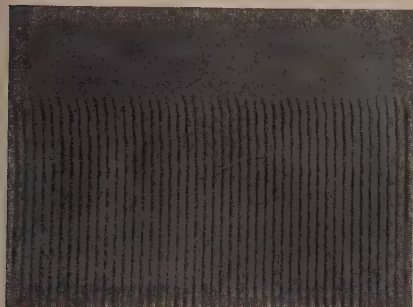


Abb. 7. Halbspuraufzeichnung mit  $f = 3000$  Hz und  $v = 19$  cm/s bei drei schadhafte Kopflamellen

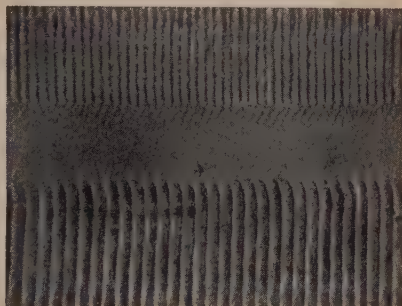


Abb. 8. Doppelspuraufzeichnung bei einer schadhafte Kopflamelle (auf Bandmitte Übersprechen)

Nulldurchgänge mit anliegenden Nordpolen zum Verschwinden gebracht, so daß eine ursprüngliche  $\lambda/2$ -Aufzeichnung in eine Aufzeichnung übergeführt werden kann, bei der der Spurbstand ganzzahlige  $\lambda$ -Schritte beträgt. Dies ist von Vorteil bei der mikroskopischen Auswertung von Aufzeichnungen mit kleinen Wellenlängen.

Verläuft die Richtung des angelegten magnetischen Gleichfeldes parallel zur Laufrichtung, so werden nur Halbwellenzüge gleicher Magnetisierungsrichtung angehoben (Abb. 5). Beim Umpolen des Gleichfeldes erscheint das entgegengesetzte Bild.

Abb. 6 ist die Aufzeichnung mit einem durchgehend einwandfreien Spalt, Abb. 7 mit schadhafte Spalt, bei dem drei Randlamellen durch Druck verschoben sind. In Abb. 8 ist die äußere Kopflamelle schadhafte. Bei diesen letzten drei Bildern sind die Nulldurchgänge der einen Halbwellenaufzeichnung ausgelöscht.

Das hier angedeutete Verfahren<sup>3)</sup> erlaubt es auch, quantitative Aussagen über das Verhältnis der Anteile der Längs- und Quermagnetisierung im Band zu machen. Einzelheiten hierüber sollen einer späteren Veröffentlichung vorbehalten bleiben.

<sup>3)</sup> Patent-Anmeldungen G 13 124, IXa/42g vom 19. 11. 1953 und G 13/245, IXa/42g vom 5. 12. 1953.

## Schrifttum

- [1] E. Hermann: „Zur Theorie der magnetischen Schallaufzeichnung“, ENT Bd. 9 [1932], H. 10, S. 388 ... 403.
- [2] E. Meyer u. E. Schüller: „Magnetische Schallaufzeichnung auf Stahlbänder“, Z. f. techn. Physik Bd. 13 [1932], H. 12, S. 593 ... 599.
- [3] H. Heidenwolf: „Verfahren zur mikroskopischen Sichtbarmachung magnetischer Tonaufzeichnungen“, Lorenz-Berichte [Dez. 1941], H. 3/4.
- [4] H. L. Daniels: „Boundary Displacement Magnetic Recording“, Electronics Bd. 25 [1952], H. 4, S. 116 ... 120.
- [5] P. A. Axon: „An Investigation into the Mechanism of Magnetic Tape Recording“, Proc. I. E. E. Part. III Bd. 99 [1952], H. 5, S. 109 ... 126.
- [6] K. Schwarz: „Beitrag zur Klärung des inneren Mechanismus der Magnettonaufzeichnung“, Frequenz Bd. 6 [1952], H. 2, S. 37 ... 44.
- [7] W. K. Westmijze: „Studies on magnetic recording“, Philips Res. Rep. Bd. 8 [1953], S. 148 ... 157, 161 ... 183, 245 ... 269, 343 ... 366.
- [8] O. Schmidbauer: „Beitrag zur Analyse des Aufsprechvorganges beim HF-Magnetophon“, FUNK UND TON Bd. 8 [1954], H. 7, S. 341 ... 361.
- [9] J. Greiner: „Der Aufzeichnungsvorgang beim Magnettonverfahren mit Wechselstromvormagnetisierung“, Wiss. Berichte, Folge III, Elektrotechnik [1953], H. 6.
- [10] W. Guckenburg: „Verzerrungen durch mechanische Störungen an Magnettonanlagen“, FUNK UND TON Bd. 8 [1954], H. 6, S. 312 ... 322.
- [11] Egerer: „Zur Spaltherstellung bei Magnetsystemen zur Aufzeichnung und Wiedergabe von Magnetogrammen“, Frequenz Bd. 8 [1954], S. 180 ... 182.

FRITZ WINCKEL

DK 534.3:534.84

# Verbesserungen in der Musikwiedergabe

(Bericht über drei Kongresse.)

Drei Tagungen haben sich unlängst mit dem aktuell gewordenen Thema der Stereophonie befaßt: Die Veranstaltung von Hermann Scherchen „Musik und Elektroakustik“ im eigenen Studio in Gravesano/Tessin im August, die Hauptversammlung der *Deutschen Kinotechnischen Gesellschaft* in Berlin im Studio der TU am 30. 9./1. 10. und die Tonmeistertagung in Detmold im Oktober (Leitung Dr.-Ing. E. Thienhaus).

## Stereophonie

Die Initiative für den Übergang von der Einkanal- zur Zwei- bzw. Dreikanal-Wiedergabe hatte der amerikanische Film aus Gründen der Fernseh-Konkurrenz ergriffen. Der deutsche Film ist diesem Vorgehen sehr schnell und energisch gefolgt. Man erkennt nun einigermaßen überrascht, daß weniger das Lokalisierungsvermögen des Stereotons als vielmehr die Steigerung der musikalischen Qualität von Bedeutung ist: Lebendige Wiedergabe, Durchsichtigkeit der einzelnen Klanggruppen, Herabsetzung der nichtlinearen Verzerrungen, geringere Rauigkeit des Klanges, geringere Empfindlichkeit gegen Störgeräusch und größere Freiheit in der Mikrofonaufstellung. Mit der gleichzeitigen Umstellung des Films von Lichtton auf Magnetton ist für den Film die Chance gegeben, die Musikqualität des Rundfunks zu überbieten. Auf den genannten drei Kongressen kam klar zum Ausdruck, daß die Stereophonie in der gegenwärtigen Situation für den Rundfunk nicht in Frage kommt: 1. wegen des zu großen Aufwandes, 2. weil in beschränkten Wohnverhältnissen Stereophonie sich gar nicht auswirken kann. Auch die Einbeziehung des Drahtfunks würde einen zu großen Aufwand bedeuten. Man bedenke ferner, daß der Raumton nur für symphonische Musik sinnvoll ist, wie Dr. L. Heck vom *Südwestfunk* ausführte. Diese ist aber nur zu 13 % im Rundfunkprogramm vorhanden. Für das Fernsehen ist der Anteil noch geringer, ganz abgesehen davon, daß die visuelle Komponente psychologische eine akustische Raumgliederung bis zu gewissem Grade einschließt. Immerhin ist darauf hinzuweisen, daß im holländischen Rundfunk seit 1946 gewisse Programme stereophonisch gesendet werden, worüber Jan J. Geluk aus Hilversum berichtete. Der

Höhepunkt aller Vorführungen war — in Gravesano wie in Detmold — die Wiedergabe der Matthäus-Passion mit einer *Philips*-Anlage (aufgenommen zweikanalig mit „künstlichem Kopf“) in einem stark schallgedämpften Raum mit beigemischem künstlichem Nachhall, der sich für die Klangqualität als besonders wichtig herausgestellt hat.

Die Erweiterung des Einkanalverfahrens macht eine Weiterentwicklung der gesamten elektroakustischen Gerätetechnik notwendig und erfordert eine erneute Bearbeitung der Hörphysiologie. Mit diesen Einzelheiten befaßten sich alle drei Kongresse.

## Zur Theorie des Hörens

äußerte sich in Detmold E. Zwickler aus Stuttgart. Entlang der Basilarmembran des Ohres, die etwa 30 mm lang ist, läuft das Cortische Organ. Es enthält 4 Reihen Haarzellen, die für die Hörempfindung verantwortlich sind, 3 äußere und eine innere zu je etwa 2000 Einzelzellen.

Im Frequenzbereich zwischen 30 Hz und 600 Hz kann das menschliche Gehör Tonhöhenunterschiede von 2 Hz, also etwa 300 absolut gleiche Stufen gerade wahrnehmen, dagegen zwischen 0,6 kHz und 20 kHz 3,3 ‰, also etwa 1200 relativ gleichgroße Stufen. Der Vergleich zwischen 2000 Haarzellen je Reihe und 1500 wahrnehmbaren Tonhöhenstufen läßt vermuten, daß jede Stufe einem Wechsel der kritischen Erregung von Haarzelle zu Haarzelle entspricht. Der eben merkbare Tonhöhenunterschied von 2 Hz bei tiefen Frequenzen bedeutet, daß bei reinen Tönen unter 32 Hz ein Halbtonschritt nicht mehr wahrgenommen werden kann. Da praktisch alle Musikinstrumente sehr viele Obertöne erzeugen, stört dieser Effekt auch beim Stimmen der Instrumente nicht.

Aus der Möglichkeit, die subjektive Tonhöhenempfindlichkeit halbieren und verdoppeln zu können, wird eine subjektive Tonhöhenkala gewonnen. Ihre Einheit ist das „mel“ und ihr Eichpunkt  $1000 \text{ Hz} = 1000 \text{ mel}$ . Die subjektive Tonhöhe stimmt von 30 Hz bis 1500 Hz etwa mit der Frequenz überein, darüber hinaus nimmt sie wesentlich weniger zu als die Frequenz. So kann die subjektive Tonhöhe von 2000 mel — im Gegensatz zur entsprechenden Frequenz von 3000 Hz — nicht mehr oder nur gerade noch verdoppelt werden. Man kann, wie jeder Musiker leicht feststellt, bei sehr hohen Frequenzen die Töne zwar gut von einander unterscheiden, aber keine Melodie spielen. Die subjektive Tonhöhenkala verläuft auf die Basilarmembran projiziert so, daß 1 mel etwa  $9 \mu$  auf der Basilarmembran entspricht. Eine eben wahrnehmbare Tonhöhenstufe umfaßt 2,5 mel.

Außer der Feinstruktur der Tonhöhenstufen besitzt das Gehör noch eine Überstruktur in den Kopplungsbreiten, die etwa 1 mm auf der Basilarmembran entsprechen. In ihnen werden Schallereignisse zusammengefaßt oder miteinander gekoppelt. Die Kopplungsbreiten spielen eine maßgebliche Rolle bei der Hörschwelle von Geräuschen, bei der Maskierung von Tönen durch Geräusche, bei der Lautstärke von Klängen und Geräuschen sowie bei der Hörbarkeit von Phasenbeziehungen zwischen Teiltönen.

## Lautsprecher-Kombinationen

führte Alexander Schaaß aus Gauting/München vor. Drei Tieftonlautsprecher versorgen den Bereich von 30 ... 2000 Hz. Der akustische Wirkungsgrad wird durch Zusammenfassen dieser drei Schallquellen zu einer Strahlergruppe verbessert. Die Anordnung erfolgt prismenartig, um eine übermäßige Bündelung der höheren Frequenzen zu vermeiden. Für den Bereich von 2000 ... 9000 Hz dienen zwei elektrodynamische Lautsprecher. Die Membran besteht aus einem kleinen Papierkonus, der eine Kalotte aus Leichtmetall trägt (Abb. 1). Während die kombinierte Membran die tieferen Frequenzen abstrahlt, ist für die hohen Frequenzen nur die Leichtmetall-Kalotte wirksam. Durch Zentrieren mittels frei gespannter Kunststoff-Saiten konnte eine beachtliche Einsparung an schädlicher Masse erreicht und die Membranresonanz unterhalb des Wieder-

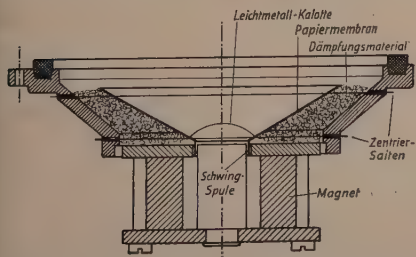


Abb. 1. Kombiniertes Hochton-Tieftonlautsprecher

der Frequenzen zu vermeiden. Für den Bereich von 2000 ... 9000 Hz dienen zwei elektrodynamische Lautsprecher. Die Membran besteht aus einem kleinen Papierkonus, der eine Kalotte aus Leichtmetall trägt (Abb. 1). Während die kombinierte Membran die tieferen Frequenzen abstrahlt, ist für die hohen Frequenzen nur die Leichtmetall-Kalotte wirksam. Durch Zentrieren mittels frei gespannter Kunststoff-Saiten konnte eine beachtliche Einsparung an schädlicher Masse erreicht und die Membranresonanz unterhalb des Wieder-



gabe-Bereichs gesenkt werden. Um die Beeinflussung durch das Druckfeld der Tiefton-Lautsprecher zu vermeiden, besitzen die „Hochtöner“ Membrankörbe ohne Durchbruch auf der Rückseite. Zwischen Membrankorb und Papiermembran befindet sich schwingungszehrendes Material zur Resonanzdämpfung. Für den Bereich von 9000 ... 20 000 Hz dient ein elektrostatischer Höchstton-Lautsprecher.

Die eine Abmessung des Lautsprechers, seine Breite, ist kleiner als die Wellenlänge der höchsten abstrahlenden Frequenz. Es tritt daher in dieser Richtung keine Bündelung der Schallstrahlung auf. In der Längsrichtung ist die Membran gebogen. Bei dieser Ausführung umschließt der Membranbogen einen Winkel von 90°. Dementsprechend ist in

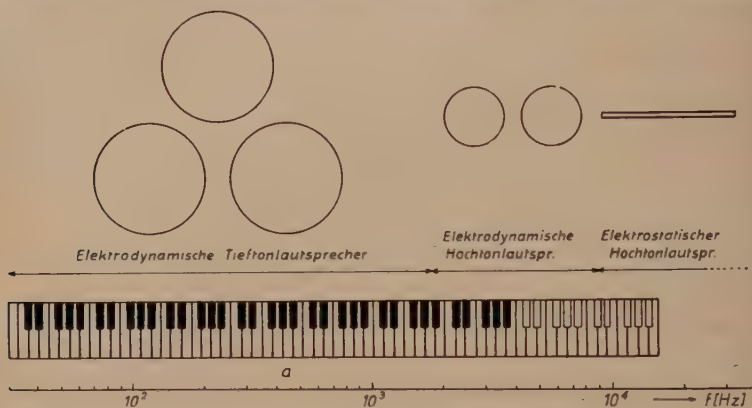


Abb. 2 (oben). Arbeitsbereiche der verschiedenen Lautsprecher einer Lautsprecherkombination (LK 20/3a)

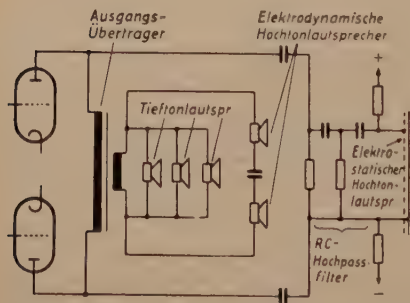


Abb. 3. Ausgangsschaltung eines Leistungsverstärkers mit drei Tiefton-, zwei elektrodynamischen und einem elektrostatischen Lautsprecher

dieser Ebene auch der Streuwinkel. Der konstruktive Aufbau des Lautsprechers gestattet es, ihn auch für beliebige andere Strahlungswinkel herzustellen, z. B. 180 oder 360°, wenn dies wünschenswert ist. Abb. 2 zeigt die Größenverhältnisse der Lautsprecher zueinander, Abb. 3 die Zusammenschaltung.

### Die automatische Dynamikregelung

wurde von Dr. H. Briner in Gravesano und in Detmold in ihrer ganzen Problematik erneut aufgerollt. Diese Verfahren hatten sich bisher kaum eingeführt, weil die individuelle Dynamik der Musik zu wenig berücksichtigt wird, andererseits bei der Aufregelung von unten her Geräusche angehoben werden. Bei einer sorgfältigen Einstellung der Einregelzeit unter 10 ms und der Ausregelzeit über 65 ms ist es gelungen, die Musikfestspiele von Ascona in diesem Jahr in hoher musikalischer Güte auf die europäischen Sender zu übertragen. In der Schweiz ist das Interesse für Regelverstärker überhaupt recht groß, nachdem die dänische Fonofilm-Industrie recht brauchbare Geräte dort einführen konnte. In Deutschland interessiert man sich mehr für den Begrenzerverstärker,

der unter der Bezeichnung „U 23“ bei den deutschen Rundfunkanstalten eingeführt ist und sich neuerdings auch am Stereo-Mischpult als „halbautomatischer Tonmeister“ großer Beliebtheit erfreut. Es handelt sich dabei um eine übertragergekoppelte Regelstufe, auf die ein zweistufiger Spannungsverstärker folgt, worüber Dr. H. Mangold auf der Berliner Tagung berichtete. Für die Schallplatte kommen alle diese Verfahren nicht in Frage, da bei der Aufnahme solange geprobt wird, bis das musikalische Urbild der möglichen Übertragungsdynamik entspricht.

## Raumakustik

Von grundlegender Bedeutung waren die Mitteilungen von Dr. W. Kuhl vom RTI über die Auswertung des Ringversuchs der deutschen Rundfunksender. Aufnahmen bestimmter Musikstücke (Mozart, Brahms, Strawinsky) aus verschiedenen Konzertsälen und Studios wurden einer großen Anzahl von hörgewöhnten Personen vorgeführt, und aus der Statistik der abgegebenen Urteile die jeweils günstigste Nachhallzeit ermittelt. Danach ergibt sich, daß die Nachhallzeit vom Raumvolumen in weiten Grenzen unabhängig ist, daß es vielmehr auf die Laufzeiten der Wand-Rückwürfe ankommt. Die seit mehr als zwei Jahrzehnten immer wieder abgedruckten Tabellen der Nachhallzeiten von Konzertsälen entsprechen nicht der Wirklichkeit und bedürfen der Revision. Aus den statistischen Versuchen kann man schließen, daß klassische wie auch neuere Musik am besten bei einer Nachhallzeit von 1,5 s und romantische Musik mit 2,1 s klingen. Diese ersten Feststellungen müßten durch Untersuchungen an weiteren Musikwerken auch anderer Komponisten erhärtet werden. Auf Einzelheiten wird in einem Aufsatz in dieser Zeitschrift demnächst noch näher eingegangen werden.

## Elektronische Musik

Das zweite Hauptthema in Gravesano war die elektronische Musik. Es war eine einzigartige Gelegenheit, alle heute gängigen Verfahren vorgeführt zu bekommen, fast durchweg von ihren Erfindern. Neue musikalische Schöpfungen, die durch Montage von Tönen unmittelbar vom Komponisten hergestellt wurden, kamen zur Vorführung als *Musique concrète* durch Pierre Schaeffer und Jacques Poullin, als authentische Musik durch W. Meyer-Eppler, ferner Beispiele aus dem Kölner Studio. Oscar Sala brachte Beispiele des Mixtur-Trautoniums, das durch die Tonbandtechnik in einem Übereinanderspielen zur freien Mehrstimmigkeit erweitert ist, während Maurice Martenot auf seinem Original-Instrument spielte. Er registriert auf zwei Lautsprecher, von denen der eine mit einem mit zwölf chromatisch gestimmten elektromagnetisch angetriebenen Saiten versehenen Resonanzkasten ausgestattet ist, der andere einen elektromagnetisch erregten Gong enthält. Es ließen sich damit reizvolle Beispiele von tibetischer Musik wiedergeben.

Als Gesamteindruck ergab sich, daß alle Versuche sich noch mehr oder weniger in rudimentären Urformen bewegen, und viel Arbeit zu leisten ist, um solcher Musik eine feinere Artikulation zu geben. Insbesondere wenn die Dynamik übersteigert wird — wozu man sich in dieser Wiedergabetechnik leicht verleiten läßt — ist die physische Anstrengung des Zuhörers beträchtlich.

(Wird fortgesetzt)

**Veranstaltungen:** Das Außeninstitut der Technischen Universität Berlin-Charlottenburg und der Elektrotechnische Verein Berlin e. V. veranstalten eine Vortragsreihe „Impulstechnik“ im Hörsaal H 3010, Hauptgebäude Hardenbergstr. 34 (Beginn jeweils 18 Uhr).

- 16. 11. 54 Dr. F. A. Fischer, Darmstadt: Impuls-Analyse;
- 23. 11. 54 Dipl.-Ing. W. Bruch, Hannover: Die Impulstechnik beim Fernsehen;
- 30. 11. 54 Dr.-Ing. E. Kramar, Stuttgart-Zuffenhausen: Die Anwendung der Impulstechnik in der Funknavigation;
- 7. 12. 54 Priv.-Doz. Dr. W. Meyer-Eppler, Bonn: Informationstheorie;
- 14. 12. 54 Priv.-Doz. Dr. W. Dieminger, Lindau/Harz: Die Impulsverfahren der Ionosphärenforschung;
- 11. 1. 55 Prof. Dr. W. Kroebel, Kiel: Die Impulstechnik als Meßverfahren in der Physik;
- 18. 1. 55 Priv.-Doz. Dr. A. Speiser, Zürich: Impulsprobleme der elektronischen Rechenmaschinen;
- 25. 1. 55 Dr.-Ing. P.-K. Hermann, Berlin: Optische Impulstechnik;
- 1. 2. 55 Dr.-Ing. H. Holzwarth, München: Probleme der Mehrfachausnützung von Nachrichtenwegen mit Pulsmodulation;
- 8. 2. 55 Dr. H. Fack, Braunschweig: Die Impulsübertragung im Nervensystem.

# PATENT-ANMELDUNGEN und -ERTEILUNGEN

Die Zahlen und Buchstaben bedeuten in der

ersten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): *Klasse, Unterklasse, Gruppe, Untergruppe, Aktenzeichen*;

(bei Patent-Erteilungen): *Klasse, Unterklasse, Gruppe, Untergruppe, Patentrollennummer, Aktenzeichen*

zweiten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): links — *Anmeldetag*, rechts — *Bekanntmachungstag*;  
(bei Patent-Erteilungen): *Beginn der Dauer des Patentes*

dritten Zeile (bei Patent-Anmeldungen und -Erteilungen mit ausländischer Priorität: *Tag der Voranmeldung*

letzten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): In der Klammer bedeuten T. mit entsprechender Ziffer die Anzahl der Textseiten (Beschreibung und Ansprüche) der Ausgestützte und Z. mit entsprechender Ziffer die Blattzahl der Zeichnungen im DIN-A-4-Format.

Die bei den Patent-Anmeldungen angeführten Namen sind die der Anmelder, nicht die der Erfinder, sofern nicht beide identisch sind; bei Patent-Erteilungen sind die Patentinhaber genannt.

## Patent-Anmeldungen

21a<sup>1</sup>, 35/42, N 6297

3. 11. 52 16. 9. 54

(Niederl.: 6. 11. 51)

NV Philips' Gloeilampenfabrieken; „Schaltungsanordng. z. Synchronis. eines Oszillators auf eine Steuerschwingg.“ (T. 11; Z. 1)

21a<sup>2</sup>, 14/01. N 5926

13. 8. 52 16. 9. 54

(Niederl.: 17. 8. 51)

NV Philips' Gloeilampenfabrieken; „Mikrophon“ (T. 7; Z. 1)

21a<sup>2</sup>, 18/01. L 11 307

12. 1. 52 16. 9. 54

Licentia Patent-Verwaltungs-GmbH; „Verstärkeranordng. f. elektr. Meß- u. Regeleinrichtung“ (T. 5; Z. 1)

21a<sup>4</sup>, 15. I 4283

19. 6. 51 16. 9. 54

(USA: 22. 6. 50)

General Electric Comp.; „Verf. z. Frequenzmodulation eines Magnetrons“ (T. 19; Z. 2)

21a<sup>4</sup>, 29/50. S 26 902

22. 1. 52 16. 9. 54

Siemens & Halske AG; „Schaltungsanordng. z. Verstärk. v. Ultrakurzwellen“ (T. 7; Z. 1)

21a<sup>4</sup>, 68. S 30 955

4. 11. 52 16. 9. 54

Siemens & Halske AG.; „Magnetvariometer“ (T. 3; Z. 1)

21a<sup>4</sup>, 75. T 6554

9. 8. 52 16. 9. 54

Telefunken GmbH.; „HF-Empfänger mit Abstimmanzeigeröhre“ (T. 7; Z. 1)

21a<sup>4</sup>, 75. T 7895

26. 5. 53 16. 9. 54

Telefunken GmbH.; „Einrichtg. z. Abschirmg. d. Röhre eines Oszillators, insb. v. UKW-Empfängern“ (T. 6; Z. 1)

21e, 36/10. S 27 824

25. 3. 52 16. 9. 54

Siemens & Halske AG.; „Schaltungsanordng. zur Sichtbar-machg. d. Übertragungsmaßes belieb. Vierpole als Funktion d. Frequenz“ (T. 4; Z. 1)

21g, 11/02. S 32 917

2. 4. 53 16. 9. 54

Standard Elektrizitäts-Ges. AG.; „Verf. z. Herstellg. v. Sperrschichtzellen“ (T. 12; Z. 2)

21a<sup>4</sup>, 9/01. F 4447

4. 7. 35 23. 9. 54

(USA: 5. 7. 34)

Fernseh GmbH; „Verf. z. Erzeugg. von elektr. Schwingungen“ (T. 22; Z. 2)

21a<sup>4</sup>, 9/02. C 7636

27. 5. 53 23. 9. 54

(Frankreich: 29. 5. 52)

Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil, Paris; „Zwischensteg-Verzögerungsleitg. f. Wanderfeld- od. Magnetronröhren“ (T. 5; Z. 2)

21c, 22. L 11 947

28. 3. 52 23. 9. 54

C. Lorenz AG; „Verbindungsanordng. f. den Außenleiter eines flexiblen Hochfrequenzkabels mit dem Außenleiter einer starren konzent. Leitung“ (T. 4; Z. 1)

21c, 54/05. L 9364

19. 6. 51 23. 9. 54

(Schweden: 27. 6. 50)

D. O. R. Lundquist, Stockholm; „Verf. z. Herstellg. von Thermistorscheiben und danach hergestellten Thermistorscheiben“ (T. 8; Z. 1)

21c, 54/05. N 4136

6. 7. 51 23. 9. 54

(Niederlande: 10. 7. 50)

NV Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven; „Elektr. Widerstand mit negativem Temperaturkoeffizienten“ (T. 8; Z. —)

21e, 30/10. K 4513

22. 10. 42 23. 9. 54

Koch & Sterzel AG.; „Schaltungsanordng. z. Messen von Wechselspannungen od. Wechselströmen mit Verstärker-röhren“ (T. 4; Z. 1)

21a<sup>4</sup>, 9. P 10 874

21. 10. 40 30. 9. 54

Pintsch Bamag AG.; „Einrichtg. z. Anfachen (Erzeugen, Verstärken od. Empfangen) ultrakurzer elektr. Wellen, insb. d. Dezimeter- od. Zentimeterwellenlängengebietes“ (T. 6; Z. 1)

21a<sup>4</sup>, 15. T 7900

27. 5. 53 30. 9. 54

Telefunken GmbH.; „Schaltg. z. Frequenzmodulat.“ (T. 14; Z. 3)

21a<sup>4</sup>, 48/55. L 4820

4. 3. 44 30. 9. 54

C. Lorenz AG.; „Anordng. z. selbstst. Steuerg. bewegb. Körper“ (T. 4; Z. 2)

- 21a<sup>4</sup>, 49. S 31 129  
19. 11. 52 30. 9. 54  
Siemens & Halske AG.; „Sen-  
derendstufe f. eine Einseiten-  
band-Mehrkanalverbindg.“  
(T. 3; Z. 1)
- 21a<sup>4</sup>, 69. S 11 571  
7. 9. 44 30. 9. 54  
Siemens & Halske AG.; „Ver-  
stimmrichtg. f. Hohlraum-  
Schwingkreis“ (T. 6; Z. 1)
- 21a<sup>2</sup>, 76. S 30 681  
16. 10. 52 30. 9. 54  
Siemens & Halske AG.; „Schutz-  
schaltg. f. Sender“ (T. 4; Z. 1)
- 21c, 2/34. S 27 779  
22. 3. 52 30. 9. 54  
Siemens & Halske AG.; „Verf.  
z. Bedampfg., insb. Vakuum-  
bedampfg. wärmeempfindl.  
Isolierstoff-Folien“ (T. 5; Z. 1)
- 21c, 5/03. S 29 983  
28. 8. 52 30. 9. 54  
Siemens & Halske AG.; „HF-  
Schichtenleiter a. abwechselnd.  
dünnen Metall- u. Isolier-  
schichten“ (T. 10; Z. 1)
- 21c, 5/03. S 30 099  
4. 9. 52 30. 9. 54  
Siemens & Halske AG.; „HF-  
Schichtenleiter a. abwechselnd.  
dünnen Metall- u. Isolier-  
schichten“ (T. 7; Z. 2)
- 21c, 5/03. S 30 292  
18. 9. 52 30. 9. 54  
Siemens & Halske AG.; „HF-  
Schichtenleiter a. abwechselnd.  
dünnen Metall- u. Isolier-  
schichten“ (T. 4; Z. 1)
- 21c, 5/03. S 30 424  
26. 9. 52 30. 9. 54  
Siemens & Halske AG.; „HF-  
Schichtenleiter a. abwechselnd.  
dünnen Metall- u. Isolier-  
schichten“ (T. 6; Z. 1)
- 21c, 22. S 29 327  
16. 7. 52 30. 9. 54  
Siemens & Halske AG.; „Ver-  
zweigungsstück f. koaxiale  
HF-Kabel“ (T. 3; Z. 1)
- 21c, 46/50. S 27 693  
17. 3. 52 30. 9. 54  
Siemens - Schuckertwerke AG.;  
„Einrichtg. z. Verhindern v.  
Regelpendelg. b. üb. Magnet-  
verstärker betriebenen elektr.  
Verbrauchern“ (T. 9; Z. 1)
- 21g, 11/02. S 27 302  
21. 2. 52 30. 9. 54  
Standard Elektrizitäts-Ges. AG.;  
„Verf. z. Herstellg. v. Selen-  
gleichrichtern“ (T. 7; Z. 1)
- 21g, 11/02. S 30 275  
17. 9. 52 30. 9. 54  
Siemens & Halske AG.; „Verf.  
z. Herstellg. v. halbleitend.  
Substanzen, insb. aus Germa-  
nium od. Silizium, f. Gleich-  
richter, Richtleiter, Transisto-  
ren od. ähnlichem“ (T. 5; Z. —)
- 21g, 11/02. S 30 771  
21. 10. 52 30. 9. 54  
Siemens - Schuckertwerke AG.;  
„Trockengleichrichteranlage m.  
Flüssigkeitskühlg.“ (T. 4; Z. 1)
- 51f, 2/01. B 26 874  
5. 8. 53 30. 9. 54  
H. Bode, Dachau; „Frequenz-  
teilerschaltg. f. Musikinstru-  
mente“ (T. 7; Z. 1)
- 21a<sup>2</sup>, 18/01. T 6683  
8. 9. 52 7. 10. 54  
Dr.-Ing. J. F. Tönnies, Freiburg  
(Brsgr.); „Verstärkeröhrenan-  
ordng. in Katodenfolgeschal-  
tung“ (T. 9; Z. 1)
- 21a<sup>2</sup>, 18/08. W 11 339  
1. 6. 53 7. 10. 54  
(USA: 1. 8. 52)  
Western Electric Comp. Inc.;  
„Verstärker m. negat. Wider-  
stand“ (T. 17; Z. 1)
- 21a<sup>4</sup>, 15. A 18 904  
3. 10. 53 7. 10. 54  
(Schweiz: 4. 12. 52)  
Albiswerk Zürich AG.; „Modu-  
lationsschaltg.“ T. 7; Z. 1)
- 21a<sup>4</sup>, 29/05. G 13 585  
23. 1. 54 7. 10. 54  
M. Grundig; „Neutralisiert. Ver-  
stärker z. Verstärkg. zweier  
Frequenzbänder, insb. ZF-Ver-  
stärker f. AM-FM-Rundfunk-  
empfang.“ (T. 5; Z. 3)
- 21a<sup>4</sup>, 74. P 7922  
2. 7. 52 7. 10. 54  
(Schweiz: 18. 6. 52)  
„Patelhold“ Patentverwertungs-  
& Elektro-Holding AG.; „Aus-  
kopplungstransformator f. Ma-  
gnetronsender“ (T. 12; Z. 1)
- 21c, 2/02. W 7639  
11. 1. 52 7. 10. 54  
Westinghouse Electric Corp.;  
„Biegs. Glimmer- Isolations-  
material“ (T. 17; Z. 1)
- 21c, 2/33. W 9322  
25. 8. 52 7. 10. 54  
(USA: 29. 8. 51)  
Westinghouse Electric Corp.;  
„Verf. z. Erzeugg. ein. elektr.  
isoliert. Überzugs an Eisen-  
blechen“ (T. 11; Z. 1)
- 21c, 54/05. N 4976  
18. 1. 52 7. 10. 54  
NSF Nürnberger Schraubenfabrik  
u. Elektrowerk GmbH; „Elektr.  
Schichtwiderstand, der aus  
einem mit einer Widerstands-  
schicht bedeckt. Keramikträger  
besteht“ (T. 4; Z. 1)
- 21d<sup>2</sup>, 42/01. St 1152  
22. 3. 44 7. 10. 54  
(Schweden: 26. 3. 43 u. 4. 2. 44)  
Allmänna Svenska Elektriska  
Aktiebolaget; „Anordng. z.  
Erhöhg. od. Erniedrigg. d.  
Selbstmagnetisierg. v. gleich-  
stromvormagnetisiert. Drossel-  
spulen“ (T. 10; Z. 2)
- 21e, 30. P 4279  
2. 10. 50 7. 10. 54  
(Großbrit.: 17. 12. 48)  
Pye Ltd.; „Anordng. z. Messg.  
von Spitzenspannungswerten  
einer Wechselstromspannungs-  
od. Impulsquelle“ (T. 9; Z. 2)
- 21e, 36/01. St 5470  
11. 10. 52 7. 10. 54  
(Niederl.: 13. 10. 51)  
Staatsbedrijf der Posterijen  
Telegrafie en Telefonie; „Nach-  
d. Überlagerungsprinzip ar-  
beitend. Anzeigeverstärker“  
(T. 8; Z. 2)
- 21g, 10/02. p 55 476 D  
20. 9. 49 7. 10. 54  
Siemens & Halske AG.; „Verf.  
z. Herstellg. eines breiten  
übertragend. Lackrandes an  
lackiert. Trägerfolien, vor-  
zugsw. f. selbstregenerierende  
elektr. Kondensatoren“ (T. 9;  
Z. 1)
- 21g, 11/02. S 28 971  
19. 6. 52 7. 10. 54  
Siemens - Schuckertwerke AG.;  
„Verf. z. Herstellg. v. Selen-  
gleichrichterplatten“ (T. 8; Z. —)
- 21g, 31/01. D 15 114  
22. 5. 53 7. 10. 54  
Deutsche Edelstahlwerke AG.;  
„Verf. z. Herstellg. v. Dauer-  
magneten“ (T. 6; Z. —)



21h, 29/03. K 16 751

13. 1. 53 7. 10. 54

Körting Radio Werke O. Ritter GmbH; „Vorrichtg. z. Verhinderung. d. HF-Abstrahlg. außerhalb eines vorgeschriebenen Frequenzbereiches f. HF-Generatoren“ (T. 4; Z. 1)

21c, 2/32. P 7653

15. 5. 52 14. 10. 54

Philips Patentverwaltung GmbH; „Elektr. Isolierkörper, insb. Kondensatordielektrikum“ (T. 6; Z. —)

21g, 10/01. H 17 434

17. 8. 53 14. 10. 54

K. Hopt GmbH; „Aus Einzelpaketen zusammengesetzter u. auf Keramik-Teilachsen sitzender Rotor f. Einzel- und Mehrfach-Drehkondensatoren“ (T. 3; Z. 1)

## Patent-Erteilungen

21a<sup>1</sup>, 33/70. 919 543. T 6222

21. 5. 52

Telefunken GmbH; „Kanalumschalter f. kombin. Fernseh- u. UKW-Hörrundfunkempfänger“

21a<sup>2</sup>, 18/07. 919 544. Sch 2049

5. 5. 50

F. Schwarzer, München-Pasing; „Einrichtg. z. Regelg. d. Verstärkungsgrades von Mehrkanalverstärkern“

21a<sup>4</sup>, 8/02. 919 652. Sch 8894

27. 2. 52

Schomandl KG; „Verf. z. Synchronisierg. eines Oszillators auf Normalfrequenzoberwellen“

21a<sup>4</sup>, 9/02. 919 774. P 9015

13. 1. 53

(Schweiz: 30. 12. 52)

„Patelhold“ Patentverwertungs- & Elektro-Holding AG, Glarus; „Abstimmeneinrichtg. f. ein Einkreis-Magnetron“

21a<sup>4</sup>, 14/02. 919 775. A 12 187

20. 6. 41

(USA: 21. 6. 40)

AEG; „Meßanordng. z. Bestimmung des Modulationsgrades frequenzmodulierter Schwingungen“

21a<sup>4</sup>, 48/63. 919 717. F 7694

28. 4. 44

E. Friedrich, Worms; „Körper f. d. reflexionsfreie Absorption elektromagnet. Strahlung u. Verf. zu deren Herstellg.“

21g, 11/02. 919 727. G 7408

11. 11. 51

(Frankreich: 20. 4. 51)

Dipl.-Ing. P. Goercke, Freiburg; „Verf. z. Homogenisierg. und Aktivierg. von Halbleiterkristallen u. Halbleiterschichten“

21a<sup>2</sup>, 18/08. 919 897. S 14 580

1. 12. 38

Siemens & Halske AG; „Richtungsempfindlicher Magnetverstärker m. Rückkopplg.“

21a<sup>4</sup>, 72/01. 920 016. B 8507

25. 1. 45

Blaupunkt-Elektronik GmbH; „Umschalter f. hochfrequente Schwingg., insb. f. Wellen im Zentimeterbereich“

21d<sup>1</sup>, 13. 920 020. D 10 626

3. 11. 51

(Niederl.: 2. 11. 50)

Dr. W. J. D. van Dijk, Den Haag und Stichting voor Fundamenteel Onderzoek der Materie; „Verf. z. Erzeug. von hohen elektr. Spanng.“

42s, —. 920 103. S 26 147

2. 12. 51

Siemens - Schuckertwerke AG; „Piezoelektr. Schwinger“

21a<sup>1</sup>, 7/03. 920 191. S 32 419

3. 3. 53

Siemens & Halske AG.; „Schaltungsanordng. z. Steuerg. d. Schwingungsfrequenz eines rückgekoppelt. Schwingungserzeugers“

21a<sup>1</sup>, 36. 920 193. B 13 583

3. 2. 51

(USA: 21. 2. 50)

Bendix Aviation Corp.; „Schwingungserzeuger“

21e, 36/03. 920 317. B 8508

27. 1. 45

Blaupunkt-Elektronik GmbH; „Hohlraumfrequenzmesser m. eindeut. Frequenzanzeige“

21g, 11/02. 920 140. T 6906

31. 10. 52

Telefunken GmbH.; „Verf. z. Herstellg. v. Kristalloden m. einem Halbleiterkristall“

42d, 10. 920 214. S 4597

13. 6. 41

Siemens - Schuckertwerke AG.; „Verf. u. Einrichtg. z. Erfassung d. Nulldurchganges einer stetig veränderl. gleichrichtb. Größe“

21a<sup>2</sup>, 16/03. 920 551

22. 12. 35

(Frankr.: 22. 12. 34)

Société Etablissements Bernard Roux; „Verf. z. Schallübertragung“

21a<sup>2</sup>, 34/03. 920 491. H 10 572

29. 11. 51

J. Hünigle, Königsfeld (Schwarzw.); „Verstärkergeräte f. Sprechhörer v. Fernsprechanlagen“

21a<sup>2</sup>, 36/02. 920 605. N 4411

1. 8. 42

G. Neumann, Mülheim/Ruhr-Broich; „Schaltanordng. für Wechselsprech-Lautsprecher-Anlagen“

21a<sup>4</sup>, 22/06. 920 374. p 30 029 D

1. 1. 49

(Großbrit.: 24. 10. 47)

Marconi's Wireless Telegraphy Comp.; „Diversity-Empfäng.“

21a<sup>4</sup>, 29/02. 920 606. p 10 744 D

2. 10. 48

Siemens & Halske AG.; „Rückgekoppelter Rundfunkempfänger“

21a<sup>4</sup>, 70. 920 377. S 48

10. 10. 49

Siemens & Halske AG.; „Funkgerät, insb. UKW-Rundfunkempfänger“

21a<sup>4</sup>, 75. 920 378. S 31 509

16. 12. 52

Siemens & Halske AG.; „Halbterg. f. lösb. an einer Grundplatte zu befestigende becherförm. Teile, insb. f. Abschirmbecher elektr. Filter od. dgl.“

21g, 10/02. 920 612. R 6073

1. 6. 51

(Großbrit.: 2. 6. 50,

USA: 12. 1. 51)

Siemens & Halske AG.; „Zur Herstellg. v. elektr. Kondensatoren geeignete Folien u. Verf. zu ihrer Herstellg.“

# REFERATE

## Mehrfach-Fernsehübertragung<sup>1)</sup>

Zur Übertragung von Farbbildern, stereoskopischen Bildern und für andere Aufgaben ist es erwünscht, über einen einzigen Fernsehkanal mehrere Fernsehsendungen zu übertragen, ohne daß dabei ein Frequenzband benötigt wird, das breiter ist als das für eine einzige Sendung erforderliche. Man kann dies z. B. dadurch erreichen, daß man in zwei aufeinanderfolgenden Bildperioden Signale mit entgegengesetztem Vorzeichen überträgt. Von zwei derart unterschiedenen, aufeinanderfolgenden Bildern\*) ist jeweils nur eines sichtbar, da die nach Weiß hingehende Aussteuerung die nach Schwarz hingehende überdeckt. Dies gilt aber nur, solange das Auge des Betrachters einen Punkt des Schirmbildes unverändert fixiert. Tastet das Auge dagegen die verschiedenen Teile des Bildes ab, ein Vorgang, der ein wesentlicher Bestandteil des normalen Betrachtens ist, so entstehen stroboskopische Effekte. Die beiden ineinandergeschachtelten Bilder ergeben dann zusammen ein störendes Muster oder scheinbar bewegte Linien und Punkte. Versuche haben bestätigt, daß diese Erscheinung durchaus nicht zu vernachlässigen ist.

### Zwischenträgerverfahren (sub-carrier)

Dieses Verfahren vermeidet den obigen Nachteil. Es nutzt die Tatsache aus, daß im Frequenzspektrum eines Fernsehsignals im wesentlichen nur Vielfache der Bildfrequenz vorhanden sind. Für ein unbewegtes Bild trifft dies sogar exakt zu\*\*). Im oberen Teil des Spektrums sind nur Vielfache der Zeilenfrequenz vorhanden. Wählt man einen Zwischenträger so, daß seine Frequenz ein ungerades Vielfaches der halben Bildfrequenz ist und moduliert man ihn mit einem zweiten Bildsignal ( $S_2$ ), so liegen alle Frequenzen des entstehenden Spektrums zwischen den Frequenzen des ersten Bildsignals ( $S_1$ ). Führt man das Gemisch dieser beiden Spektren einem normalen Fernsehempfänger zu, so ist nur  $S_1$

sichtbar, da sich die Anteile von  $S_2$  in zwei aufeinanderfolgenden Bildern gegenseitig aufheben. Um von  $S_2$  ein Bild zu erhalten, muß man es mit der unter gleicher Phase zugeführten Zwischenträgerfrequenz mischen. Ein drittes Fernsehsignal ( $S_3$ ) kann man übertragen, wenn man mit diesem Signal einen Zwischenträger von der bereits für  $S_2$  benutzten Frequenz mit  $S_3$  derart moduliert, daß die Phase von  $S_3$  gegenüber der von  $S_2$  um  $90^\circ$  verschoben ist. Bei nur zwei Signalen ( $S_1 + S_2$ ) kann man Einseitenbandmodulation anwenden, bei drei Signalen ( $S_1 + S_2 + S_3$ ), dem Verfahren wie es in USA für das farbige Fernsehen benutzt wird (NTSC-System), ist Einseitenbandmodulation nicht anwendbar, da sich dann Kreuzmodulation zwischen  $S_2$  und  $S_3$  ergeben würde.

### Zwischenpunktverfahren (Dot-Interlace System)

Statt des Zwischenträgerverfahrens kann man auch eine nach der Zeit gestaffelte Mehrfachübertragung anwenden. Analysiert man das bei diesem Verfahren entstehende Frequenzgemisch, so findet man dieselben Frequenzen wie beim Zwischenträgerverfahren. Es ergeben sich also grundsätzlich zwischen diesen beiden Verfahren nur geringe Unterschiede. Die ursprüngliche Betrachtungsweise geht davon aus, daß drei mit den Signalen  $S_1$ ,  $S_2$  und  $S_3$  modulierte Folgen von unendlich kurzen Impulsen ineinandergeschachtelt sind. Selbst wenn diese Impulse beim Durchlaufen der im Übertragungsweg enthaltenen Filter, die zunächst als ideale Filter angenommen sind, deformiert werden, können sie am Empfänger durch phasenrichtiges Mischen mit einer unmodulierten Impulsfolge gleicher Frequenz und richtiger Phase zu der ursprünglich am Sender vorhandenen modulierten Impulsfolge regeneriert werden. Während bei der Übertragung allgemeiner Nachrichten von einer Bandbreite  $f_p$  durch Impulse die Impulsfolgefrequenz mindestens  $2f_p$  betragen muß, genügt es beim Fernsehen und bei ähnlichen Verfahren, bei denen sich der Nachrichteninhalt wenigstens näherungsweise periodisch wiederholt, die Impulsfolgefrequenz auf  $f_p$  zu beschränken. Voraussetzung hierfür ist allerdings, daß die beim Empfang hinzugefügte Impulsfolge über zwei Bilder die richtige Phase behält. Deshalb muß man entweder zu Beginn jedes Bildes die richtige Phasenbeziehung wieder herstellen, oder man muß die Impulsfolgefrequenz als Vielfaches der Bildfrequenz wählen. Wenn die Impulse nicht unendlich kurz und die Filter nicht ideal sind, ergeben sich geringfügige Abweichungen vom obengesagten.

Bei genauerer Betrachtung ergibt sich, daß sich das Zwischenträger- vom Zwischenpunktverfahren doch nicht nur durch die Betrachtungsweise unterscheidet. Beim Zwischenträgerverfahren ist die ganze Information in einer Bildperiode enthalten, beim Zwischenpunktverfahren ist sie auf zwei Bildperioden verteilt. Bei jenem kann das gewünschte Signal durch das unerwünschte gestört werden, beim Zwischenpunkt-

<sup>1)</sup> J. Haantjes und K. Teer: Multiplex Television Transmission, Sub-Carrier and Dot-Interlace Systems. Wireless Eng. Bd. 31 (September 1954) H. 9, S. 225 ... 233.

\*) Zur Nomenklatur:

Deutsch	Englisch	Amerikanisch
Zeile	line	line
Teilbild	frame	field
Bild (als Bildpunktmosaik)	picture	frame
Bild (als visueller Eindruck)	picture	picture

\*\*) Diese Anschauung ist bestritten. Siehe z. B. E. Schwartz: Farbfernsehen. Techn. Hausmitt. d. NWDR 6 (1954) 5/6, S. 106 ... 126, insb. S. 115.

verfahren ist dies nicht möglich. Bei der Anwendung des Zwischenpunktverfahrens für Farbfernsehen steht für jeden der drei Kanäle nur eine Bandbreite von  $\frac{2}{3}$  der ganzen Kanalbreite zur Verfügung, so daß Einzelheiten, die der vollen Kanalbreite entsprechen, verlorengehen. Wenn dagegen nur zwei Kanäle mit Hilfe des Zwischenpunktverfahrens übertragen werden, dann ist die Bandbreite jedes einzelnen Kanals so groß wie die Gesamtbandbreite. Roe.

## Direkt gekoppeltes Transitron<sup>2)</sup>

Eine Pentode, bei der das Schutzgitter und das Bremsgitter durch einen Kondensator gekoppelt sind, wird als Transitron<sup>3)</sup> bezeichnet. Koppelt man diese beiden Gitter nicht kapazitiv, sondern direkt galvanisch (Abb. 1), so kann die Schaltung auch für statischen Betrieb benutzt werden, z. B. zur Betätigung eines Alarmsignals beim Überschreiten einer vorgegebenen Spannungsgrenze oder zum Anzeigen von Verstärkungen, Spannungsschwankungen oder Überlastungen und zur Gleichrichtung von Wechselspannungen, die einen vorgegebenen Pegel überschreiten. Ändert man in der in Abb. 1 dargestellten Schaltung die Spannung des Steuergitters  $V_{g1}$  von negativen zu positiven Werten, so erhält man zunächst den üblichen Anstieg des Anodenstromes  $I_a$  (Abb. 2). Bei etwa  $-0,8$  V wird die Abhängigkeit aber unstetig. Der Anodenstrom  $I_a$  fällt auf Null ab und der Schutzgitterstrom  $I_{g2}$  steigt plötzlich an. Bis zu diesem Punkt war das Bremsgitter positiv und hatte wenig Einfluß auf die Stromverteilung. In dem Augenblick, in dem durch den steigenden Anodenstrom die Spannung am Bremsgitter negativ wird, wird die Stromverteilung plötzlich geändert und der Anodenstrom unterdrückt. Schaltet man zwischen Katode und Erde einen Widerstand, so wird durch die dann entstehende Gegenkopplung die Sprungstelle bei steigender

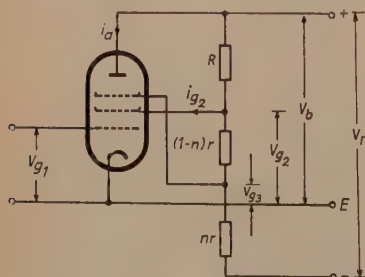


Abb. 1. Pentode als Transitron. (Schutz- und Bremsgitter sind galvanisch gekoppelt)

2) F. A. Milne und E. J. Miller: Direct-Coupled Transitron. Wireless Eng. Bd. 31 (September 1954) H. 9, S. 234 ... 239.

3\*\*) Retarding-field negative-transconductance tube.

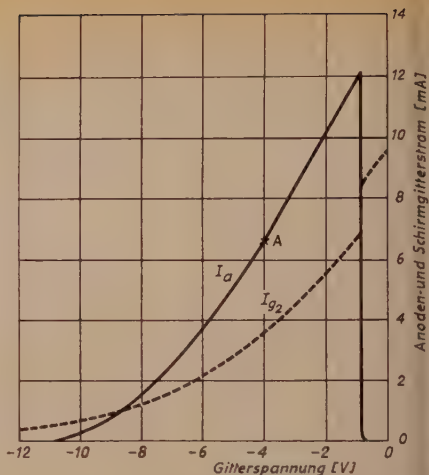


Abb. 2. Charakteristik eines direkt gekoppelten Transitrons. Bei etwa  $-0,8$  V Steuerspannung fällt der Anodenstrom steil auf Null ab

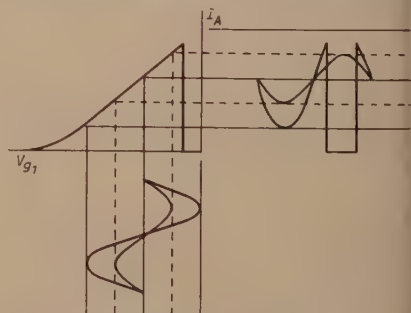


Abb. 3. Wirkung des Transitrons auf eine Wechselspannung. Beim Überschreiten einer bestimmten Amplitude kippt der Anodenstrom auf Null

Steuergitterspannung zu positiver Gitterspannung verschoben (z. B. + 6 V). Erniedrigt man die Steuergitterspannung, so springt der Anodenstrom nicht bei derselben Spannung, sondern bei einem kleineren Wert (z. B. + 4 V). Zwischen diesen beiden Spannungswerten ist die Schaltung also bistabil und kann als Kipperschaltung benutzt werden, die für die verschiedensten Alarmschaltungen brauchbar ist. Legt man an den Eingang der in Abb. 1 dargestellten Schaltung eine Wechselspannung, so erhält man den in Abb. 3 veranschaulichten Vorgang, der zur Anzeige von Spitzenspannungen oder zur Frequenzverkopplung benutzt werden kann. Auch zur Regelung eines spannungsbegrenzenden Verstärkers läßt sich das Transitron verwenden. Wird ein Widerstand

zwischen Katode und Erde eingeschaltet und dem Steuergitter eine geeignete Vorspannung gegeben, so kann man erreichen, daß beim Überschreiten eines bestimmten Wechselspannungswertes der Anodenstrom wie oben auf Null kippt, aber dann auf diesem Wert stehen bleibt, bis der ursprüngliche Zustand von Hand wiederhergestellt wird.

Roe.

### Feldstärkeberechnung<sup>3)</sup>

Um die am Empfangsort zu erwartende Feldstärke bei Ausbreitung über inhomogenem Gelände (z. B. abwechselnd See- und Landstrecken) berechnen zu können, wird die Gleichung für die von Sommerfeld definierte sogenannte „numerische Entfernung“ den tatsächlichen Verhältnissen entsprechend vereinfacht. Sie kann dann in eine Summe zerlegt werden, deren Glieder den einzelnen Teilen der Übertragungsstrecke entsprechen, innerhalb deren die Bodenleitfähigkeit als konstant zu betrachten ist. Auf diese Weise findet man eine mittlere effektive Leitfähigkeit, die der Berechnung der Feldstärke mit Hilfe bekannter Ausbreitungskurven zugrundegelegt werden kann. Das Verfahren wird im Vergleich zu englischen, dänischen und japanischen Feldstärkemessungen angewandt. Die Ergebnisse der Rechnung stimmen mit den gemessenen Werten gut ( $\pm 10$  dB) überein.

Roe.

### Die Wirkung der Ausbreitungsdämpfung auf die Wahl der Wellenlänge für Sturmwarnungs-Radargerät<sup>4)</sup>

Da zwischen der mittleren Tröpfchengröße eines Regens und der Niederschlagsmenge in mm/h eine eindeutige Beziehung besteht, kann man die kleinste noch nachweisbare Niederschlagsmenge als Funktion von Wellenlänge, Antennendurchmesser, Impulslänge, Entfernung, verfügbarer Sendeleistung und erforderlicher Empfangsleistung angeben. Voraussetzung ist zunächst, daß das Niederschlagsgebiet den ganzen Strahlquerschnitt ausfüllt und der Zwischenraum frei von Trübung und Absorption ist. Zwischen Wellenlänge, Sende- und Empfangsleistung besteht dabei die aus Tabelle 1 ersichtliche empirische Beziehung.

Ist die Ausdehnung des Niederschlagsgebietes kleiner als die Strahlbreite, so erhält man eine andere Abhängigkeit, in die die Breite des Niederschlagsgebietes zusätzlich eingeht. Die Dämpfung durch Regen und atmosphärische Gase ist mit guter Annäherung der im Zwischenraum zwischen Radargerät und reflektierendem Regen fallenden Niederschlagsmenge

Tabelle 1

Wellenlänge [cm]	0,9	1,25	3,2	5,6	10,0
Größte verfügb. Sendeleistung [kW]	20	40	350	300	1000

Erforderl.

Empfangsleistung  $10^{-12}$   $5 \cdot 10^{-13}$   $4 \cdot 10^{-13}$   $3 \cdot 10^{-13}$   $2 \cdot 10^{-13}$  [W]

proportional. Man kann deshalb für einen festzustellenden Regen bestimmter Dichte (10 mm/h) und einer willkürlich gewählten Ausdehnung (etwa 5 km breit und 5 km hoch) in Abhängigkeit von seiner Entfernung jene größte Niederschlagsmenge angeben, die im Zwischenraum fallen darf, ohne daß die zu beobachtende Reflexion unterdrückt wird (Abb. 1). Eine ähnliche Abhängigkeit wird für Radargeräte mit kleineren Spiegeln (Bordradargerät) angegeben. Für einen Spiegel von 45 cm  $\varnothing$  erhält man z. B. bei 200 mm/h Niederschlag im Zwischenraum unter den oben angenommenen Verhältnissen für  $\lambda = 3,7$  cm und  $\lambda = 5,7$  cm die gleichen Reichweiten. Bei stärkerem Niederschlag im Zwischenraum ist aber die längere dieser beiden Wellenlängen wesentlich günstiger. Die Knicke in den Kurven bestimmen die Reichweite, bei

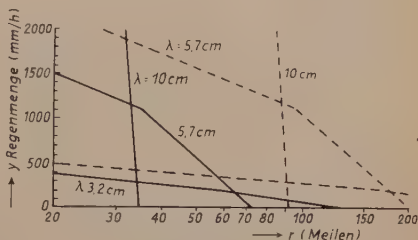


Abb. 1. Zulässige Regenmenge im Zwischenraum bei Feststellung eines Niederschlages von 10 mm/h und etwa 5×5 km Ausdehnung bei Anwendung eines Radargerätes AN/CES 9, 350 kW, 2-m-Spiegel (ausgezogene Linien) und eines Gerätes mit einem 75-cm-Spiegel (gestrichelte Linien)

der das angenommene Regengebiet (5×5 km) den Strahl nicht mehr ausfüllt. Die Wellenlänge von 10 cm ist zwar, wie aus Abb. 1 zu ersehen ist, bezüglich der Empfindlichkeit am günstigsten, genügt aber meistens nicht den Ansprüchen bezüglich des Auflösungsvermögens. Deshalb hat jede der drei betrachteten Wellenlängen für die Feststellung von Niederschlag ihre Vor- und Nachteile. Für trockenen Schnee oder Eis sind die oben angegebenen Werte nicht anwendbar.

Roe.

<sup>3)</sup> Kiyohisa Suda: Field-Strength Calculation. Wireless Eng. Bd. 31 (September 1954) H. 9, S. 249 ... 251.

<sup>4)</sup> W. Hirschfeld und J. S. Marshall: Effect of Attenuation on the Choice of Wavelength for Weather Detection by Radar. Proc. I.R.E. Bd. 42 (Juli 1954) H. 7, S. 1165 ... 1168.



## Phasenumkehrstufe mit Transistor

Wenn ein Gegentakt-Endverstärker von dem Eintaktausgang eines Vorverstärkers oder einer sonstigen Signalquelle, wie Mikrofon, Tonabnehmer oder dergleichen, gesteuert werden soll, muß eine Vorrichtung zwischen Signalquelle und Endverstärker geschaltet werden, die die beiden gleichgroßen und gegenphasigen Steuerspannungen für die beiden Zweige des Gegentaktverstärkers erzeugt. Diesem Zwecke können entweder Gegentakttransformatoren oder Phasenumkehrstufen mit Hochvakuumröhren, z. B. auch der sogenannte „Phasesplitter“, dienen. Derartige Phasenumkehrstufen sind nun in mannigfaltigen Schaltungen bekannt, die für die jeweiligen Zwecke eine ausreichende Auswahl bieten und auch allen Ansprüchen genügen. Mit Transistoren lassen sich selbstverständlich ebenfalls Phasenumkehrstufen bauen, die wesentlich einfacher und raumsparender als Phasenumkehrstufen mit Elektronenröhren sind. So verlockend die einfache Schaltung mit dem Transistor auch sein mag, so wird sie doch erst wohl dann praktische Bedeutung erlangen können, wenn die dafür in Betracht kommenden Transistoren erheblich billiger als im Augenblick hergestellt werden können. Trotzdem dürfte aus grundsätzlichen Erwägungen schon jetzt die Schaltung des Transistors als Phasenumkehrer in ihrem Prinzip und in ihren wesentlichen Eigenschaften von Interesse sein<sup>5)</sup>.

Die Schaltung einer Phasenumkehrstufe mit Flächentransistor geht aus Abb. 1 hervor; sie hat die gleichen Vorzüge wie eine entsprechende oder ähnliche Schaltung mit Elektronenröhren hinsichtlich Frequenzgang und Unempfindlichkeit gegen Streufelder des Netztransformators oder gegen sonstige magnetische Felder, hat aber noch zusätzlich den Vorteil, daß sie wegen der fehlenden Heizung keinen Brumm verursachen kann.

Die Schaltung muß so berechnet und bemessen werden, daß an Emittor und Kollektor gleichgroße Spannungen mit einander entgegengesetzten Phasen abgenommen werden können; die steuernde Eintakt-Eingangsspannung liegt an der Basis des Transistors.

Für die recht einfache Berechnung bedient man sich des in Abb. 2 dargestellten Ersatzschaltbildes, wobei man von der entscheidenden Bedingung und Voraussetzung ausgehen muß, daß die Eingangsspannung  $E$  am Emittorwiderstand  $R_e$  und die Ausgangsspannung am Abschlusswiderstand  $R_L$  gleiche Größe, aber entgegengesetzte Phasen haben müssen. Dem Ersatzschaltbild der Abb. 2 kann man nun unmittelbar die folgenden beiden Grundgleichungen entnehmen.

$$\begin{aligned} R_e \cdot (I_b - I_c) &= E \\ I_c \cdot (R_c + R_L) &= E - V = E - I_b \cdot R_m \end{aligned}$$

<sup>5)</sup> Radio & Television News (Sept. 1954), S. 71.

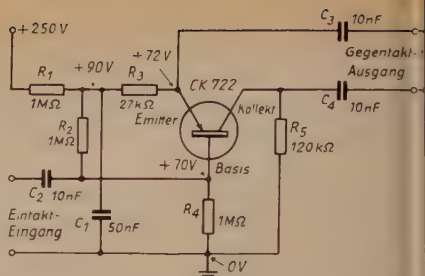


Abb. 1. Grundsaltung der Phasenumkehrstufe mit dem Flächentransistor CK 722 der Raytheon

Aus diesen ergibt sich durch einfache Umformung und durch Einsetzen

$$\frac{I_c \cdot R_L}{E} = \frac{R_L \cdot (R_c - R_m)}{R_e \cdot (R_c + R_L + R_m)}$$

was voraussetzungsgemäß also gleich  $-1$  sein soll. Daraus erhält man sofort die Bedingung

$$R_L (R_m - R_e) = R_e \cdot (R_c + R_L + R_m),$$

die zur Berechnung der Schaltung ausreicht. Kollektorstromwiderstand  $R_c$  sowie Widerstand  $R_m$  hängen vom Typ des Transistors ab. In Abb. 1 wurde ein Flächentransistor CK 722 der amerikanischen Firma RAYTHEON verwendet, für den  $R_c = 500 \text{ k}\Omega$  und  $R_m = 200 \text{ k}\Omega$  angenommen werden können. Wählt man aus Gründen der Gleichstromvorspannung den Emittorwiderstand  $R_e = 27 \text{ k}\Omega$ , so wird der Abschlusswiderstand  $R_L = 120 \text{ k}\Omega$ . Diese Werte sind in der Schaltung nach Abb. 1 benutzt worden.  $R_1$  ist ein Vorwiderstand, der den Anschluß an die Anodenspannungsquelle des Verstärkers gestattet, so daß für die Umkehrstufe keine besonderen Stromversorgungsmittel erforderlich sind.

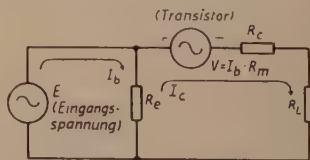


Abb. 2. Ersatzschaltbild der Phasenumkehrstufe nach Abb. 1

Zum einwandfreien Arbeiten muß die Schaltung möglichst genau den Verstärkungsfaktor 1 besitzen; die Verstärkung hängt aber naturgemäß stark von den Daten der einzelnen Transistoren ab, die einer verhältnismäßig großen Streuung unterliegen. Wie die Versuche zeigten, bleiben die Schwankungen der Verstärkung in zulässigen Grenzen, weil im Emittorstromkreis eine

Die Umkehrstufe kann eine Amplitude von 10 V liefern, was fast immer zur Aussteuerung des Endverstärkers ausreichen dürfte. Die Anschlüsse an Ein- und Ausgang sollten hochohmig sein. Um die Wirkungsweise der Schaltung leichter verständlich zu machen, sind in Abb. 1 noch die Gleichstrompotentiale eingetragen, die sich bei den gewählten bzw. errechneten Widerständen ergeben.

Die beiden gleichgroßen und gegenphasigen Spannungen entstehen an den Widerständen  $R_3$  und  $R_5$  und werden über die Kondensatoren  $C_3$  und  $C_4$  abgenommen. Fgs.

Die charakteristische Eigenart des bistabilen Oszillators ist seine Fähigkeit, wahlweise in einer von zwei Frequenzen stabil zu schwingen wobei der Übergang von der einen zur anderen Frequenz lediglich von einem elektrischen Schaltimpuls bewirkt wird. Der bistabile Oszillator hat somit eine gewisse Ähnlichkeit mit einem fremdgesteuerten Multivibrator oder einer Flip-Flop-Schaltung, unterscheidet sich aber von diesen Kreisen dadurch, daß er nicht von einer Gleichstromgröße zur anderen, sondern von einer Frequenz zur anderen schaltet. Dabei können naturgemäß auch die Amplituden der beiden Frequenzen verschiedene Werte haben, wenn das erwünscht sein sollte.

<sup>6)</sup> Electronics (Juni 1954), S. 175.

Figure 1 consists of four circuit diagrams labeled (a), (b), (c), and (d).  
 (a) A parallel LC network with inductor  $L_1$  and capacitor  $C_1$  in the first branch, and inductor  $L_2$  and capacitor  $C_2$  in the second branch. A series capacitor  $C_k$  is connected between the two branches.  
 (b) A series LC network with capacitor  $C_1$  and inductor  $L_1$  in the first branch, and inductor  $L_2$  and capacitor  $C_2$  in the second branch. A shunt capacitor  $C_k$  is connected between the two branches.  
 (c) A parallel LC network with capacitor  $C_1$  and inductor  $L_1$  in the first branch, and inductor  $L_2$  and capacitor  $C_2$  in the second branch. A series capacitor  $C_k$  is connected between the two branches, and an inductor  $L_1$  is connected in series with the input.  
 (d) A series LC network with capacitor  $C_1$  and inductor  $L_1$  in the first branch, and inductor  $L_2$  and capacitor  $C_2$  in the second branch. A shunt capacitor  $C_k$  is connected between the two branches, and an inductor  $L_1$  is connected in series with the input.

The diagram shows a GEG 11 transistor oscillator circuit. The input is labeled "Positive Schaitimpulse" and goes through a 1N34 diode and a 10nF capacitor to the base of the transistor. A 400 ohm resistor R1 is connected between the base and ground. A 2500 uH inductor L1 is connected between the base and the emitter. The emitter is connected to ground through a 55 uH inductor L3 and a 2300 pF capacitor C3. The collector is connected to a 600 pF capacitor C4, which is in series with a 400 pF capacitor C1. The collector is also connected to a 170 pF capacitor C2 and a 1100 uH inductor L2. The output is labeled "HF-Ausg." and is taken from the collector. A "Konstante Stromquelle" (constant current source) is connected between the collector and the emitter.

kreise ist umständlich, so daß man ihre Dimensionierung für die gewünschten zwei Frequenzen am besten durch Versuche ermittelt. Jeder der zwei Einzelkreise kann aber nicht so für eine der zwei Frequenzen bemessen werden, als sei er vom anderen Kreis unabhängig. Durch die verhältnismäßig enge Kopplung bilden beide Einzelkreise zusammen eine Einheit, die (auch wenn beide Einzelkreise für sich auf die gleiche Frequenz  $f_0$  abgestimmt sind) Kopplungsschwingungen ausführt, die zwei von  $f_0$

verschiedene Frequenzen zur Folge haben. Im allgemeinen wird man die zwei Einzelkreise für die gleiche Frequenz  $f_0$  in Resonanz bringen, weil sich dann die Verhältnisse am einfachsten gestalten. In der Originalarbeit finden sich Hinweise für die Bemessung und Berechnung der Kreise sowie der Arbeitsfrequenzen bei den in Abb. 1 besetzten Schaltungen.

In Abb. 2 ist ein Schaltbeispiel für einen bistabilen Oszillator mit Triode dargestellt. In Abb. 3 für einen solchen mit Triode dargestellt. Die Schaltung nach Abb. 2 enthält ein Schwingkreisgebilde nach Abb. 1d, in dem  $L_3$  und  $C_3$  einerseits und  $L_2$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  und  $C_4$  andererseits die beiden miteinander gekoppelten Schwingkreise sind. Dieser Oszillator kann mit den Frequenzen 425 und 500 kHz schwingen und ist für Schaltimpulsfrequenzen von 0 bis 5 kHz geeignet, er arbeitet noch bei Schaltimpulsabständen von 20 Minuten völlig stabil. Die Arbeitsweise des Oszillators kann man sich ungefähr so vorstellen: der Transistor drückt den gekoppelten Schwingkreisen eine Schwingspan-

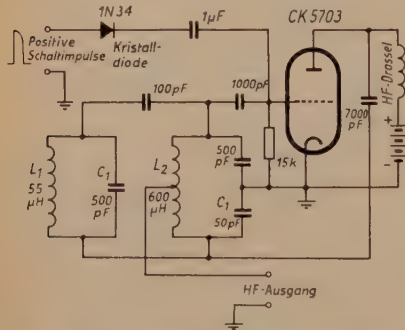


Abb. 3. Bistabiler Oszillator mit Elektronenröhre

nung begrenzter Amplitude auf, so daß diese erzeugene Schwingungen mit einer der beiden Frequenzen liefern. Ein positiver Schaltimpuls gibt die Schwingkreise vorübergehend frei, so daß diese während der Impulsdauer in freier Koppelschwingung schwingen können. Hierbei findet ein schneller Energieaustausch zwischen den beiden Einzelkreisen statt. Der Schaltimpuls muß nun gerade so lang sein, daß bei seinem Ende, wenn also wieder die erzeugten Schwingungen einsetzen, die gewünschte andere Frequenz vorherrscht. Auf diese Weise kippt der Oszillator bei jedem Schaltimpuls zur jeweils anderen Frequenz um. Am Ausgang des nachgeschalteten frequenzempfindlichen Oszillators tritt dann bei jedem Frequenzwechsel eine sprunghafte Änderung des gleichgerichteten Stromes auf.

In ganz ähnlicher Weise arbeitet die Trioden-schaltung nach Abb. 3, die ein Schwingkreisgebilde nach Abb. 1a besitzt.

Fgs.

## Halbleiterprobleme

Herausgegeben und kommentiert von W. Schottky. Braunschweig. 1954, Friedr. Vieweg & Sohn, 387 S. m. 127 Abb. Preis geb. 28,50 DM

Die im Herbst 1953 in Innsbruck stattgefundene Halbleitertagung war insofern eine besonders bemerkenswerte Zusammenkunft, als auf dieser Tagung zum ersten Mal der Öffentlichkeit ein Querschnitt durch das gesamte Gebiet der Halbleiter gegeben wurde. Die Tagung wurde wesentlich von dem im April 1953 gegründeten Fachausschuß „Halbleiter“ im Verband deutscher Physikalischer Gesellschaften getragen. Seine Leitung wurde Prof. Walter Schottky übertragen. Der vorliegende erste Band gibt einen Überblick über den Stand der Forschung und die Entwicklung auf ausgesuchten Teilgebieten. Die auf der Tagung gehaltenen Vorträge und Referate wurden zum Teil erheblich erweitert und durch nachträgliche Kommentare so ergänzt, daß sie etwa dem Stand vom Sommer 1954 entsprechen. Der vielseitige Stoff gibt einen Querschnitt durch das gesamte Gebiet. Neben Referaten über die wellenmechanischen, chemischen, physikalischen und statistischen Grundlagen stehen Berichte über die allgemeinen Eigenschaften von Störstellen, über die chemischen Gleichgewichte in Halbleitern und an deren Oberflächen bis zu den neuen Theorien der Doppelrandschichten und den technischen Eigenschaften der Flächengleichrichter. Mehrere Arbeiten sind der Transistor-Entwicklung und -Fertigung gewidmet. Ergänzende Berichte über neue Fortschritte auf dem Gebiet der Legierungstransistoren, der Fotoleitung und der fotoleitenden Fernseh-Bildwandler schließen den Band ab.

Die moderne und sehr umfassende Darstellung wird dieses Werk den an Halbleiterproblemen interessierten Wissenschaftlern und Technikern der Hochschulen, der Forschungsinstitute und Entwicklungsabteilungen unentbehrlich machen. Darüber hinaus findet auch der Nichtspezialist wichtige Grundlagen und insbesondere durch Literaturhinweise eine schnelle Orientierung. —th.

## Television Engineering

Volume I: Fundamentals, Camera Tubes, Television Optics, Electron Optics.

Von S. W. Amos und D. C. Birkinshaw. London 1953, Iliffe & Sons, Ltd., 302 S. m. 188 Abb. Preis geb. 30 s.

Der vorliegende I. Band ist von Angehörigen der BBC Engineering Training Department als Ausbildungsvorschrift zusammengestellt worden und behandelt die Grundlagen, soweit sie durch



die Fernschnorm gegeben sind, die Typen der bei der BBC benutzten Bildkameras sowie in der notwendigen Ausführlichkeit fernseh- und elektronenoptische Fragen. Die Diskussion der Impulsformen ist auf die britische Fernschnorm abgestimmt, hat aber wegen ihrer grundsätzlichen Bedeutung auch für die europäische Fernschnorm mit der entsprechenden Abänderung Gültigkeit. Behandelt werden Aufnahme- röhren, Röhren mit Elektronen hoher und niedriger Geschwindigkeit sowie Röhren, die auf Änderung der Fotoleitfähigkeit beruhen. Ganz ausgezeichnet ist auch der auf die besonderen Verhältnisse des Fernsehens abgestimmte dritte Teil über optische und elektronenoptische Fragen. Nach einer allgemeinen Einführung in die Natur des Lichtes und wichtigen Definitionen für die Arbeit im Fernsehatelier werden Spiegel und Linsen besprochen, wobei erfreulicherweise bei den Linsen auch den Problemen des Suchers besonderer Raum gewidmet wird. Neben den rein optischen Suchern werden auch elektronische besprochen und mit ihren Vor- und Nachteilen gegenübergestellt. Die Ausführungen über Elektronenoptik bilden eine wertvolle Ergänzung dieses Kapitels und bringen alles das, was der Fernsehtechniker zum Verständnis der Bildröhren wissen muß.

Nicht nur der Kameramann und Aufnahme- techniker werden gern zu diesem ausgezeichneten Werk greifen, sondern auch der Fernseh- techniker überhaupt, und man darf mit Erwartung dem zweiten Band dieser Buchreihe ent- gegensehen. —th.

## Grundlagen der Katodenstrahlröhren

Von R. Theile und Th. Weyers. 2. Aufl. Berlin 1950, Technischer Verlag Herbert Cram. 145 S. m. 172 Abb. Preis geb. 7,50 DM

Eine allgemein verständliche Einführung in die Grundlagen der Katodenstrahlröhren bringt dieses während des Krieges in erster Auflage erschienene Werk. Im Buch ist Wert darauf gelegt, die grundsätzlichen Vorgänge nur unter der Voraussetzung gewisser elektrotechnischer Grundkenntnisse klar herauszustellen, was ein Verzicht auf die Darstellung interessanter theoretischer und spezieller Probleme bedeutet. Nach Ausführungen über Aufbau und Wirkungsweise der Katodenstrahlröhren werden die Strahlerzeugersysteme und die Methoden zur Ablenkung des Elektronenstrahlbündels, denen sich die Betriebsgeräte für die Erzeugung der zum Betrieb von Katodenstrahlröhren benötigten Spannungen anschließen, behandelt. Wenngleich in diesem sehr klar und leicht verständlich geschriebenen Buch die modernste Entwicklung der Katodenstrahlröhren noch nicht berücksichtigt worden ist, so kann sie doch jedem Ingenieur und Techniker, der sich mit dieser heute in der Meßtechnik unentbehrlich gewordenen Meßmethodik vertraut machen will, als willkommene Einführung empfohlen werden. Ro.

## Kurven der Frequenz- und Zeitab- hängigkeit elektrischer Schaltungen

### Band I: Zweipolschaltungen mit maxi- mal drei Schaltelementen

Von K. H. R. Weber. Berlin 1953, VEB Verlag Technik Berlin. 190 S. m. zahl- reichen Tabellen und Kurventafeln. Preis Ganzl. 25,— DM

Für den praktischen Mathematiker und rech- nenden Techniker ist es heute selbstverständ- lich, daß ihm bei seiner Arbeit Funktionen- tafeln in Tabellen- und Kurvenform über die elementaren und höheren Funktionen der Ma- thematik zur Verfügung stehen. Für den Schal- tungstechniker hat aber bis heute eine ähnliche Darstellung immer noch gefehlt. Über die ele- mentaren Funktionen der Frequenz- und Zeit- abhängigkeit bei aus Widerständen, Kapazi- täten und Induktivitäten aufgebauten Schal- tungen sind nur vereinzelt und in der Literatur verstreut unvollständige und unsystematische Angaben zu finden. Deshalb war es bisher immer notwendig, Kenntnisse über die Fre- quenz- und Zeitabhängigkeit der praktisch immer wieder verwendeten Schaltungen selbst zu erarbeiten.

Aus der Fülle der möglichen und praktisch verwendeten Schaltungen, die aus Widerstän- den, Kapazitäten und Induktivitäten aufgebaut sind, sind in dem vorliegenden Band I die Zweipolschaltungen mit maximal drei Schalt- elementen behandelt. Dargestellt werden die Frequenzabhängigkeit von Scheinwiderstand, Phasenwinkel- und Gruppenlaufzeit und die Zeitabhängigkeit von Strom und Spannung bei einem Einheits sprung und einem Einheitsstoß. Bei den Kurven der Frequenzabhängigkeit ist als Abszisse einheitlich die normierte Frequenz  $\eta = \omega/\omega_0$  aufgetragen. Die Ordinatenwerte der Kurventafeln sind ebenfalls normiert. Alle Tafeln enthalten die zur Benutzung unbedingt notwendigen Angaben. Die Kurventafeln ver- stehen sich unter der Voraussetzung, daß die Zweipole mit konstantem Strom betrieben wer- den, und daß der Innenwiderstand  $R_i$  der Stromquelle unendlich groß ist.

Das Webersche Buch kann als ein gelunge- ner Versuch bezeichnet werden, eine in der Schaltungstechnik vorhandene Lücke zu schlie- ßen. Wenn man sich an die anfangs etwas neu- artig anmutende Darstellung gewöhnt hat, werden die zahlreichen Kurven nach ganz kurzer Zeit ein ebenso nützliches Hilfsmittel für die Bearbeitung von schaltungstechnischen Aufgaben werden, wie es die bekannten Funk- tionentafeln der Mathematik bereits sind. Die Aufmachung des Buches ist ausgezeichnet, wenngleich man sich für eine spätere Ausgabe vielleicht wünschen würde, einzelne Kurven- tafeln in zweifarbiger Darstellung zu finden, um den praktischen Gebrauch noch mehr zu er- leichtern. Ohne Zweifel ist hiermit etwas Neu- artiges geschaffen worden. r.



## Einführung in die Mikrowellen und ihre wissenschaftlichen Anwendungen

Von H. H. Klinger. 1. Aufl. Stuttgart 1953, S. Hirzel Verlag. 118 S. mit 92 Abb. Preis in Ganzl. geb. 9,— DM.

Die Radarentwicklung hat die Methoden zur Erzeugung von Mikrowellen in verhältnismäßig kurzer Zeit so verbessert, daß sie heute neben diesem ursprünglichen Anwendungsgebiet auch für viele andere Zweige von Bedeutung geworden sind. So bedient sich heute der Physiker der Mikrowellen, um Absorptionsspektren von Gasen zu untersuchen und die magnetischen und dielektrischen Eigenschaften fester und flüssiger Körper bei hohen Frequenzen zu erforschen. Für den Astrophysiker sind die von extraterrestrischen Körpern ausgehenden Mikrowellen in den Vordergrund des Interesses gerückt und bilden eine Ergänzung der klassischen Methoden der Astronomie. Ferner eröffnen sich dem Biophysiker neue Einblicke in die makro- und mikromolekulare Struktur lebender Organismen, und die Atomphysiker endlich verwenden Mikrowellen zur Beschleunigung von Elektronen und Protonen.

Als Einführung in dieses moderne Anwendungsgebiet der Mikrowellen ist das vorliegende Werk vorgesehen. Im ersten Teil werden die Prinzipien der Mikrowellentechnik und deren Bauelemente eingehend besprochen (Hohlleiter, Hohlraumresonatoren, Erzeugung von Mikrowellen, Detektoren, Meßtechnik). Der zweite Teil gehört den Anwendungen der Mikrowellen in der Naturwissenschaft. Als Beispiel für die Mikrowellen-Spektroskopie werden u. a. Methoden zur Untersuchung von Rotations- und Inversionsspektren sowie Hyperfein-Spektren diskutiert. Weiterhin behandelt das Buch die Mikrowellen-Resonanzabsorption in Kristallen, anomale Dispersion und Absorption in polaren Flüssigkeiten sowie die biologischen und medizinischen Wirkungen der Mikrowellen neben den Anwendungen in Astronomie und Experimentalphysik.

Zu dieser abgerundeten Einführung in eine moderne Technik werden viele greifen, die in ihren Arbeitsgebieten mit Mikrowellen zu tun haben.

—th

## Grundlagen der Elektroakustik

Von W. Reichardt. Leipzig 1952, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG. 464 S. m. zahlreichen Abb. Preis geb. 32,— DM

Dieses Buch will nach dem Vorwort des Verfassers eine Brücke schlagen zwischen der Gedankenwelt des Akustikers und des Elektrotechnikers. Das erste Drittel des Werkes beschäftigt sich demzufolge vorzugsweise mit den physikalischen Grundbegriffen und dem Schallempfinden des Menschen. Dieser Teil ist sehr ausführlich, fast zu ausführlich, gehalten, denn

er bringt manches, was heute doch schon zu den Grundlagen einer technischen Ausbildung gehört und was in ähnlicher Art in guten Physikbüchern zu finden ist. Ausführlicher werden dann anschließend die Schallwandler und der Einsatz der Mikrofone besprochen. Die Ausführungen über stereofonische Übertragung hätte man sich gerne etwas umfangreicher gewünscht, insbesondere unter Berücksichtigung der seit 1945 gewonnenen Erkenntnisse. In dem Abschnitt Beschallungstechnik werden erfreulicherweise die modernen Strahlergruppen auch in ihren theoretischen Grundlagen behandelt. Die Ausführungen über den Magnetton in dem Kapitel „Schallaufzeichnung“ lassen leider den neuesten Stand der Entwicklung vermissen, denn die in einer Übersichtstabelle angegebenen obere Grenzfrequenz von 6400 Hz für 19 cm/s Bandgeschwindigkeit wird heute von zahlreichen Geräten weit überschritten und auch für 38 cm/s Bandgeschwindigkeit liegt die obere Grenzfrequenz heute wesentlich über 10 000 Hz.

Abgesehen von diesen kleinen Schönheitsfehlern stellt das Werk aber trotzdem eine gute Einführung in das Gebiet der Elektroakustik dar und kann als gründliche Einführung auf physikalischer Grundlage empfohlen werden.

h.

## Elektromagnetische Strahlungsfelder

Von Harry Zuhrt. Berlin/Göttingen/Heidelberg 1953, Springer-Verlag. 473 S. m. 170 Abb. Preis geb. 53,50 DM

Das vorliegende Werk ist eine systematische und vollständige Zusammenstellung der theoretischen Grundlagen der elektromagnetischen Strahlungsfelder und leitet die wesentlichen Ergebnisse der neueren Rechnungen folgerichtig und umfassend ab. Es bringt die Richtdiagramme und Eingangswiderstände im gesamten Wellenbereich von den Langwellen bis zu den Mikrowellen. Durch die Ableitung und Anwendung verschiedener Berechnungsmethoden und die vollständig durchgerechneten Beispiele einfacher und schwieriger Strahlungsfelder zeigt es Wege zur selbständigen Lösung ähnlicher Probleme. Alle Rechnungen werden immer bis zu zahlenmäßigen, für die Praxis anwendbaren Ergebnissen durchgeführt. Der erste Teil „Allgemeine Grundlagen der Strahlungsfelder“ geht von den Grundgleichungen des elektromagnetischen Feldes aus und behandelt in weiteren Kapiteln die Berechnung des Strahlungsfeldes aus Strom und Ladungsverteilung, die Berechnung des Strahlungsfeldes mit Wellengleichung, die Hauptlösungen der Wellengleichungen, angenäherte Berechnung des Strahlungsfeldes nach optischen Methoden und die Energieverhältnisse im Strahlungsfeld. Der zweite Hauptteil beschäftigt sich mit der leitungsgeführten Strahlung. Neben dem Strahlungsfeld normaler Leitungen

werden vor allem die besonders aktuellen Hohlleiter besprochen. Der dritte Teil behandelt auf fast 250 Seiten die Antennenstrahlung. Die Berechnungsmethoden für zylindrische Linearantennen, zylindrische Dipolantennen und nicht-zylindrische Dipolantennen, Rahmenantenne und Schlitzdipol, die Richtcharakteristiken von Antennengruppen bei gegebener Stromverteilung, die Strahlungskopplung von Dipolgruppen, Langdraht- und Hohlleiterantennen, sowie Spiegel- und Linsenantennen bilden die Hauptkapitel dieses Abschnittes. Der abschließende Teil „Theorie der Wellenausbreitung“ bringt neben der freien Ausbreitung eine strenge Berechnung der Wellenausbreitung um eine homogene, kugelförmige Erde in homogener Atmosphäre, in der Troposphäre und an Hindernissen.

Der Verfasser, Mitarbeiter eines bekannten Industrie-Labors, hat mit Erfolg eine unter einheitlichen Gesichtspunkten durchgeführte Zusammenstellung der Theorie der elektromagnetischen Strahlungsfelder gebracht und gibt damit eine ausgezeichnete zusammenfassende Darstellung mit manchmal fast lehrbuchartigem Charakter.

—th.

## Akustische Meßtechnik der Gehörprüfung

Von Dr.-Ing. F. J. Meister. 1. Aufl. Karlsruhe 1954, Verlag G. Braun, 187 S. m. 110 Abb. Preis geb. 19,80 DM

In den letzten Jahren hat die Audiologie als ein neues Wissensgebiet an allgemeinem Interesse gewonnen. Innerhalb kurzer Zeit erscheint jetzt in Deutschland das dritte Buch über diesen Gegenstand, diesmal nicht vom Mediziner, sondern von einem Physiker geschrieben, der sich diagnostische Erfahrungen an der Medizinischen Akademie in Düsseldorf aneignen konnte. Der Vorzug dieses Bändchens liegt darin, daß die elektroakustischen Mittel, die so erfolgreich die Physiologie des Hörens in den letzten zwei Jahrzehnten weiter gefördert haben, grundlegend behandelt werden und damit der Inhalt des Büchleins weit über das hinausgeht, was der Titel erwarten läßt. Die umfangreiche Literatur, insbesondere die hervorragenden Arbeiten von v. Békésy und der sonstigen amerikanischen Institute sind sorgfältig ausgewertet und registriert. Für die Praxis der Gehörprüfung bekommt man einen Überblick über die bis heute entwickelten Verfahren der überschwelligen Messung, der Verdeckungsmessung und der Sprachgehörprüfung. Somit ist ein Leitfaden entstanden, der nicht nur dem Mediziner, sondern auch dem Physiker auf diesem Gebiet wichtig sein wird. Leider ist die Darstellung der mannigfaltigen Audiometer-typen etwas zu kurz gekommen. Gerade hier fehlt eine fachmännische Anleitung, denn der Kliniker ist meist ratlos, wie er eine audiologische Abteilung einrichten soll. F. Winkel



**DER TONTRÄGER  
FÜR MAGNETISCHE  
SCHALLAUFEICHNUNG**

**GENOTON TYPE ZS**  
Das Magnettonband für niedrige  
Bandgeschwindigkeiten 19 und 9,5  
cm/sec

**GENOTON TYPE EN**  
Das Magnettonband für hohe Band-  
geschwindigkeiten 76 und 38 cm/sec  
Wir übersenden Ihnen auf Anforderung  
gern unseren Spez.-Prospekt G 9

**ANORGANA**  
GENDORF

**ANORGANA G.M.B.H. GENDORF/OBB**



# *Zwei wichtige Neuerscheinungen*



## **VERSTÄRKERPRAXIS**

von WERNER W. DIEFENBACH

Das hervorragende Fachbuch behandelt die Verstärkertechnik von ihren Grundlagen bis zu den praktischen Anwendungsmöglichkeiten. In leichtverständlicher Form werden z. B. Schaltungstechnik, Phasenumkehrstufen, automatische Lautstärkeregelung, Entzerrungstechnik, Stromversorgung und Messungen an Verstärkern beschrieben und Bauanleitungen für moderne Verstärker gegeben. Ein wertvolles Nachschlagewerk für jeden, der sich mit der Verstärkertechnik beschäftigt oder sich mit ihr befassen möchte.

127 Seiten · 147 Abbildungen · Ganzleinen · 12,50 DM

## **MAGNETTONGERÄTE SELBSTGEBAUT**

von C. MÖLLER

Die Broschüre enthält eine gründliche Anleitung zum Selbstbau erprobter Bandgeräte mit mehreren Abspielgeschwindigkeiten, mit hoch- und niederohmigen Tonköpfen, mit Federwerk und Batterieantrieb. Die zahlreichen Bauzeichnungen geben einen Querschnitt durch die Vielzahl der möglichen Konstruktionsformen. Der Zusammenbau zum Teil vorgefertigter Geräte sowie das Einregeln und Aussteuern von Magnettongeräten werden eingehend beschrieben.

Eine Bauanleitung, wie der Amateur sie sich wünscht: klar und verständlich geschrieben, durch Abbildungen gut erläutert und ganz auf die praktischen und mechanischen Probleme abgestellt.

59 Seiten · 60 Abbildungen · Preis 3,60 DM

Zu beziehen durch jede Buchhandlung im In- und Ausland  
sowie durch den Verlag

**VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH**  
**BERLIN-BORSIGWALDE**